
В.Г. Чашина

Критические режимы для старта волнового роста кристаллов новой фазы в метастабильно устойчивых сплавах

Учебное пособие



МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
УРАЛЬСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ЛЕСОТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ

В. Г. Чашина

КРИТИЧЕСКИЕ РЕЖИМЫ ДЛЯ СТАРТА ВОЛНОВОГО РОСТА КРИСТАЛЛОВ НОВОЙ ФАЗЫ В МЕТАСТАБИЛЬНО УСТОЙЧИВЫХ СПЛАВАХ

Учебное пособие

Рекомендовано к изданию научно-методическим советом
Уральского государственного лесотехнического университета

Екатеринбург
Издательство Уральского университета
2020

УДК 544.2(07)
ББК 22.3я7
Ч305

Рецензенты:

С. Д. Прокошкин, доктор физико-математических наук, профессор,
главный научный сотрудник кафедры обработки металлов давлением
Национального исследовательского технологического университета «МИСиС»
(Москва);

С. П. Беляев, доктор физико-математических наук,
ведущий научный сотрудник кафедры теории упругости
Санкт-Петербургского
государственного университета

Чащина, В. Г.

Ч305 Критические режимы для старта волнового роста кристаллов новой фазы в метастабильно устойчивых сплавах : учебное пособие / В. Г. Чащина ; Министерство науки и высшего образования Российской Федерации, Уральский государственный лесотехнический университет. — Екатеринбург : Изд-во Урал. ун-та, 2020. — 61 с. : ил. — Библиогр. : с. 55–60. — ISBN 978-5-7996-2976-2. — Текст : электронный.

ISBN 978-5-7996-2976-2

Динамическая теория мартенситных превращений используется при интерпретации критических скоростей охлаждения для начала быстрого роста пластинчатых кристаллов мартенсита, а также оценки критических скоростей охлаждения, времен инкубации и эффективной скорости роста макропластины бейнитного феррита.

Пособие рекомендуется студентам, магистрантам, аспирантам и специалистам в области физики твердого тела, физического материаловедения и физического металловедения.

УДК 544.2(07)
ББК 22.3я7

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение.....	4
1. Данные о критических скоростях охлаждения для протекания мартенситных превращений.....	8
2. Пространственные масштабы, характерные для начальных возбужденных состояний при формировании мартенситных кристаллов.....	14
3. Оценки критических скоростей охлаждения в динамической теории мартенситных превращений.....	21
3.1. О выборе значений параметров для количественных оценок.....	23
3.2. Оценки критических скоростей охлаждения для нелегированных сталей.....	26
3.3. Оценки для легированных сталей.....	26
4. Особенности формирования бейнитного феррита в сталях.....	29
5. Динамическая теория формирования кристаллов бейнитного феррита.....	33
5.1. Пары волн, управляющие образованием кристаллов реечного типа.....	36
5.2. Сценарии формирования субреек бейнитного феррита с нетипичными для мартенсита ориентациями габитусов.....	38
6. Оценки характерных времен и эффективной скорости роста макропластины бейнитного феррита.....	43
7. Обсуждение результатов.....	46
Заключение.....	51
Вопросы для самоконтроля.....	53
Библиографические ссылки.....	55

ВВЕДЕНИЕ

«Одна из главных целей теоретического исследования — найти точку зрения, с которой предмет представляется наиболее простым».

Джозайя Уиллард Гиббс

Бездиффузионный рост кристаллов при спонтанных (в ходе быстрого охлаждения или нагрева) мартенситных превращениях (МП) неизменно привлекает внимание исследователей как в силу его научной содержательности, так и практической значимости. Большой объем экспериментальной информации об особенностях протекания МП в сплавах железа имеется и в монографиях, и в учебниках (см., напр., [1–5]).

Сложность проблемы долгое время ограничивала теоретическое описание рамками термодинамического и кристаллогеометрического подходов, базировавшихся (явно или неявно) на представлениях о квазиравновесных зародышах новой фазы, что, помимо монографий и учебников, отражено в оригинальных статьях и многих обзорах (см., напр., [6–13]). Только после введения новых представлений о стадии зарождения мартенсита удалось развить динамическую теорию волнового управления ростом мартенситного кристалла при спонтанных МП, существенно увеличившую степень полноты описания наблюдаемых особенностей превращения.

Различные аспекты динамической теории представлены применительно к росту отдельного кристалла для γ - α (ГЦК-ОЦК или ОЦТ) МП в [14–23], для α - ϵ (ОЦК-ГПУ) в [24; 25], для B2-B19 (B19') МП в сплавах с эффектом памяти формы в [26]. Хорошо известно, что МП с признаками фазового перехода первого рода протекают при температурах, отклоняющихся от температуры равновесия фаз T_0 , т. е. в неравновесных условиях. Далее, если не сделано

специального замечания, имеется в виду процесс охлаждения, и температуры M_s начала МП ниже T_0 . Задание значения температуры M_s предполагает конкретный состав сплава и однородное распределение компонентов по объему. В связи с кооперативным характером превращения и высокой (сверхзвуковой) скоростью роста кристаллов конечный продукт не соответствует абсолютному минимуму свободной энергии, т. е. является метастабильно устойчивым. Поэтому на диаграммах фазового равновесия области, соответствующие состояниям мартенсита, либо не указываются, либо отмечаются пунктиром. Хотя время жизни мартенситной фазы может быть очень большим (в области низких температур), в конечном итоге ее распад неизбежен. Ясно также, что при сравнительно низких скоростях охлаждения и состояние аустенита может терять устойчивость по отношению к процессам выделения равновесных фаз.

Так, например, для сталей типично выделение фазы Fe_3C (цементита), реализующееся при неподавленной диффузионной активности углерода, обладающего высоким коэффициентом диффузии. Поскольку величина M_s существенно зависит от концентрации легирующего элемента (и его электронной конфигурации в сплаве [14, 17]), то диффузионное перераспределение атомов легирующего элемента сопровождается появлением локальных областей с различающимися значениями M_s . В частности, при быстром охлаждении до некоторой температуры $B_s > M_s$ и последующей изотермической выдержке стальных образцов естественно ожидать, что спустя некоторое критическое время (инкубационный период) τ_i возникнут области, обедненные углеродом, в которых температуры M_s поднимутся до уровня B_s . Значит, спустя время τ_i возможен быстрый рост по мартенситному механизму кристаллов, способных включать в свой объем мелкие фрагменты цементита. Эта картина и наблюдается. Кристаллы новой α -фазы, формирующиеся в таких условиях (или в ходе сравнительно медленного непрерывного охлаждения), называют бейнитным ферритом, хотя они обладают подобным с кристаллами мартенсита набором однозначно связанных морфологических признаков, указывающих на кооперативный характер превращения.

Заметим, однако, что до сих пор существуют (и упоминаются на равных правах как альтернативные) две гипотезы. В рамках первой, согласующейся с тем, что уже сказано, механизм роста кристаллов бездиффузионный, вполне аналогичный мартенситному, диффузия же ответственна за подготовку области для начала быстрого роста.

В рамках второй гипотезы диффузия имеет место и на стадии роста кристалла. Построение динамической теории роста мартенситных кристаллов, на наш взгляд, позволяет отдать предпочтение первой гипотезе, по крайней мере для так называемого нижнего бейнита с температурой начала превращения B_s из интервала температур, примыкающего к M_s . Напомним, что динамическая теория базируется на новой парадигме, согласно которой запуск роста кристаллов мартенсита в локальных областях упругих полей дефектов начинается с появления начального возбужденного состояния (НВС) колебательного типа, порождающего старт управляющего волнового процесса (УВП).

НВС имеет форму вытянутого прямоугольного параллелепипеда с поперечным размером d , меньшим по порядку величины размера L , задающего масштаб расстояний между дефектами (как правило, дислокационной природы) с дальнедействующими упругими полями в монокристаллических или крупных кристаллах [14, 18–21]. В мелких же кристаллах, объем которых свободен от дислокаций, L порядка диаметра зерна D .

Таким образом, в динамической теории становится физически очевидным тот пространственный масштаб (d), который наряду с коэффициентом диффузии задает характерный масштаб времени для процесса диффузии углерода (либо другого значимого компонента в исследуемом сплаве).

Цель данного пособия — продемонстрировать конструктивность этих представлений при решении проблем, связанных, с одной стороны, с существованием критических скоростей охлаждения для перехода к морфологии пластинчатого (частично двойникованного) мартенсита, а с другой стороны, с оценками времен инкубации τ при формировании кристаллов бейнитного феррита реечной формы. Знание τ позволяет легко оценивать эффективную скорость роста

макропластины. Освещение других проблем мартенситного и бейнитного превращений выходит за рамки данной работы.

Физическая прозрачность постановки задачи и способа ее решения позволяет молодым ученым быстро оценить свои возможности в расширении исследований в рамках новой парадигмы для кооперативных структурных переходов. Концентрируя внимание на этой идеологии, автор учебного пособия позволил себе ограничиться небольшим списком используемой литературы.

1. ДАННЫЕ О КРИТИЧЕСКИХ СКОРОСТЯХ ОХЛАЖДЕНИЯ ДЛЯ ПРОТЕКАНИЯ МАРТЕНСИТНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ

Существование критических скоростей охлаждения (закалки) $v_{кр}$ — хорошо известный факт [1–5]. Однако интерес представляют данные систематических исследований зависимости температур M_s начала МП от величины скорости охлаждения v в широком интервале значений v , как и зависимостей $v_{кр}$ от концентраций легирующих элементов и размера поликристаллов (зерен). Так, например, в обзоре [27] приведены данные (рис. 1) для сталей с содержанием углерода от 0,2 % до 1,545 % при значениях v , не превышающих 16 000 °C/с. С температурой M_s отождествляется Ag'' , не чувствительная к скорости охлаждения, тогда как Ag' ассоциируется с диффузионным превращением. Заштрихованная область соответствует диапазону температур превращения. Поскольку рост концентрации углерода сопровождается снижением M_s , коэффициент диффузии углерода уменьшается, а значит, снижается и величина $v_{кр}$.

Увеличение скоростей охлаждения позволило выявить более содержательную картину. Так, в работах по скоростному охлаждению аустенита [28–32] железа (технического и очищенного) и сталей, включая углеродистые и легированные, установлено наличие до четырех температурных ступеней («плато») (I–IV) начала γ – α превращения, заметно различающихся значениями температур, как показано на рис. 2. Видно, что по крайней мере три «плато» (II–IV) оказываются нечувствительными к изменению скоростей охлаждения в определенных интервалах этих скоростей и, следовательно, могут соотноситься с температурами M_{si} . Заметим, что при

скоростях заковки $\sim 10^4$ К/с и ступень I становится нечувствительной к изменению скоростей охлаждения.

При увеличении концентрации C второго компонента с каждой из ступеней I–IV можно связать ветви концентрационных зависимостей $M_{si}(C)$. Причем, как правило, добавление легирующего

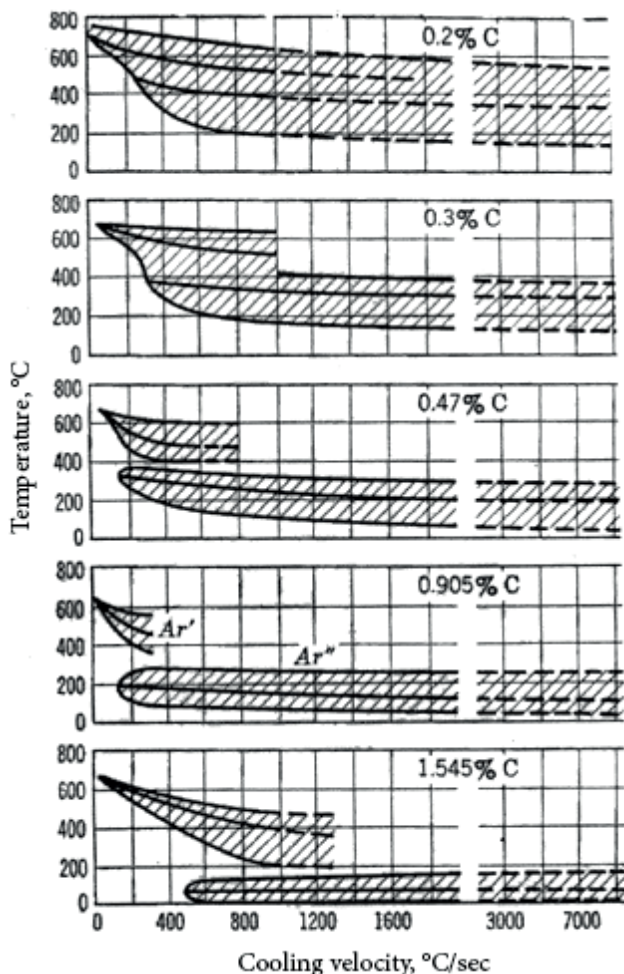


Рис. 1. Зависимость температур фазовых превращений от скорости охлаждения для ряда сталей [27]

элемента ведет к снижению M_{si} (исключение составляют Co и Al). Из-за различия темпов снижения $M_{si}(C)$ происходит пересечение ветвей при некоторых концентрациях, превышение которых приводит к сохранению в качестве наблюдаемой ветви с меньшим значением производной $|d(M_{si})/d(C)|$. Сказанное иллюстрирует рис. 3 для зависимостей $M_{si}(C)$ системы Fe-Ni. В результате в области больших концентраций C наблюдается лишь четвертая ветвь. Для легированных сталей достаточно типичен вариант, при котором в случае умеренных концентраций могут реализоваться третья и четвертая ветви. «Переключение» между этими ветвями происходит при превышении скоростями охлаждения некоторого критического значения, которое можно рассматривать одновременно в качестве финишного значения $(v_{кр3})_f$ и стартового значения $(v_{кр4})_s$ для реализации четвертой ветви.

Систематические измерения величины $(v_{кр3})_f$ для достаточно представительного набора легированных сталей с калиброванными размерами поликристаллов были выполнены в [32] и представлены в табл. 1.

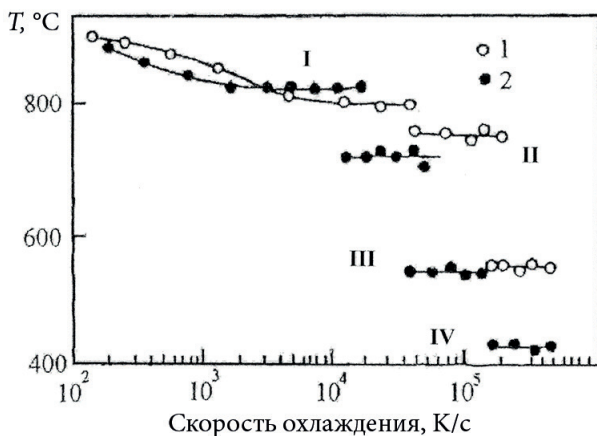


Рис. 2. Зависимость температуры начала γ - α превращения от скорости охлаждения для железа с низким содержанием углерода: 1 — 10^{-8} – 10^{-7} %; 2 — 0,005 %. Скорости охлаждения приведены в логарифмической шкале

Таблица 1

**Состав, размеры зерен и критические скорости охлаждения ($v_{кр3} \cdot 10^3$)
для легированных сталей [32]**

Сталь	Содержание элементов, вес. %		Размер зерна, 10 ⁻² мм	(ν _{кр3}) _p , 10 ³ град/сек
	Углерод	Легировующий элемент		
Сталь				
Ст. 25	0,25	—	—	70
Ст. 30	0,30	—	—	65
Ст. 40	0,40	—	—	51
Хром				
30X2	0,31	1,6	5–6	35
30X3	0,31	3,5	5–7	14
30X5	0,33	5,4	5–6	3
30X7	0,31	7,1	1,5–2,5	1
40X	0,41	0,95	1–1,5	38
40X2	0,42	2,1	4–5	18
40X5	0,42	4,8	4,5–5	17
Марганец				
25Г	0,25	1,25	1,3–1,9	56
25Г3	0,23	2,9	1,5–2,3	38
25Г4	0,25	4,15	1,3–2,2	22
30Г2	0,31	2,1	1,8–2,5	40
30Г4	0,32	4,5	2–3	18
Молибден				
30М2	0,33	1,72	0,6–1,5	16
30М3	0,32	3,0	1,9–3,0	5
Кобальт				
30К3	0,28	2,9	0,4–0,8	80
35К3	0,35	2,8	0,4–0,8	83
35К6	0,36	6,1	0,2–0,6	100

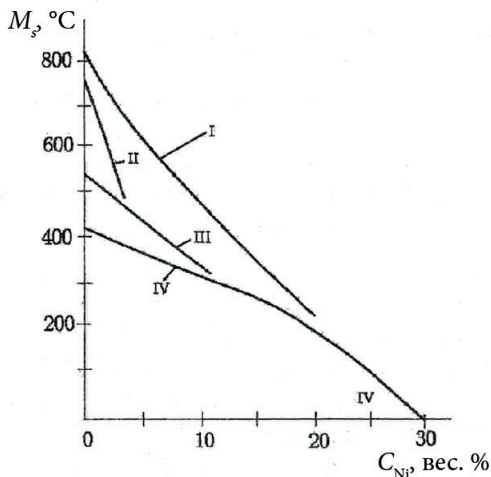


Рис. 3. Зависимость температур M_{si} в сплавах железо-никель от содержания никеля [28]

Из табл. 1 видно, что значения $(v_{кр3})_f$ оказываются чувствительными как к изменению составов сплавов, так и к размеру зерна аустенита. Значения же $(v_{кр3})_f$ для отдельных вариантов различаются на два порядка, что, несомненно, требует убедительных аргументов для объяснения. Заметим, что попытки интерпретации наблюдаемых значений $v_{кри}$ носили в основном качественный характер и базировались на представлениях о зарождении и росте мартенситного кристалла, не совместимых с данными о сверхзвуковой скорости роста мартенсита.

Конечно, рассуждения, связывающие предположительно медленные варианты роста кристаллов верхней (высокотемпературной) ветви с различными механизмами перераспределения углерода в окрестности фронта растущего кристалла, можно рассматривать как приемлемые для превращений бейнитного типа. Однако трактовка вариантов сверхзвукового роста мартенситных кристаллов должна базироваться на непротиворечивых представлениях о механизмах зарождения и роста в рамках динамического подхода. Ниже будет показано, что приведенные в табл. 1 данные

измерений $(\nu_{крз})_f$ для легированных сталей с калиброванными размерами зерен аустенита [32] естественно согласуются с физическими представлениями о специфике стадии гетерогенного зарождения и могут быть количественно оценены при малых вариациях параметров, соответствующих рамкам погрешностей измеренных величин.

2. ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ МАСШТАБЫ, ХАРАКТЕРНЫЕ ДЛЯ НАЧАЛЬНЫХ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ ПРИ ФОРМИРОВАНИИ МАРТЕНСИТНЫХ КРИСТАЛЛОВ

Для удобства читателей и сохранения цельности изложения напомним более подробно информацию о НВС, которое возникает в упругом поле дислокационного центра зарождения (ДЦЗ), нарушающем симметрию ГЦК решетки аустенита. Область локализации НВС имеет форму параллелепипеда с ребрами, направленными вдоль собственных векторов тензора деформации упругого поля ДЦЗ. Упругое поле снижает межфазный энергетический барьер за счет деформации, близкой к плоской, с парой инвариантных плоскостей.

Детали процесса волнового механизма управления ростом кристалла (в сверхзвуковом режиме) достаточно подробно освещены ранее [14–17], поэтому на них мы останавливаться не будем. Подчеркнем только, что именно предельно высокая скорость самопроизвольного роста кристалла и диапазон температур превращения, при которых существенно (по сравнению с диапазоном $t \geq 1000$ °C) падает коэффициент диффузии углерода, обеспечивают бездиффузионность превращения на стадии роста. Отсюда очевидно, что бездиффузионность превращения в целом лимитируется исключительно стадией зарождения. Значит, важнейший вопрос заключается в установлении характерного пространственного масштаба, связанного со стадией зарождения, на котором требуется подавить диффузию. Очевидно, что таким размером является поперечный размер d НВС, поскольку быстрый рост стартует сразу после появления возбуждения. Как обсуждалось ранее [18–21], в случае

монокристаллов и крупных зерен естественно ожидать, что типичная величина d составляет порядка сотой доли от масштаба L , задающего размер зоны, свободной от дефектов (главным образом, дислокаций).

Требование

$$d \approx 10^{-2}L \quad (1)$$

отражает, в соответствии с рис. 4, два условия: расстояние r от ДЦЗ до места локализации возбужденного (колебательного) состояния составляет $r \approx 10^{-1}L$, что гарантирует доминирование упругого поля отдельной дислокации, и $d \approx 10^{-1}r$, что обеспечивает приемлемость континуального расчета, выполненного для угла θ_0 , к диапазону угловой локализации $\Delta\theta$ для области возбужденного состояния.

При рассмотрении зерен с размером (диаметром) L , наряду с выполнением (1), возможны и другие варианты. Так, например, если внутри зерна вблизи границы локализуется несколько дисло-

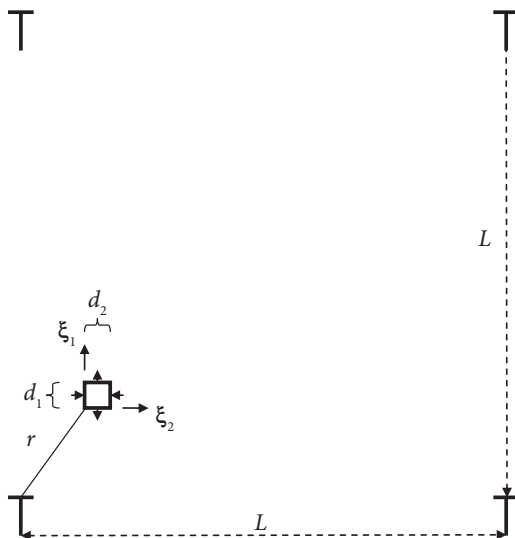


Рис. 4. Область локализации начального возбужденного состояния в упругом поле отдельной дислокации: соотношение между масштабами d , r и L [14]

кий, а дислокация, играющая роль центра зарождения, находится в объеме зерна, то величина объема, свободного от дефектов, меньше L , что в [14, 15, 18–21] отражалось заменой L на L/n в (1), причем множитель n изменяется в пределах от 1 до 2. Для этого случая

$$d \approx 10^{-2}L/n. \quad (2)$$

Следует учитывать и возможность единственной дислокации в зерне с релаксированными границами. При наличии единственного далекодействующего поля в зерне требование $r \approx 10^{-1}L$ не является обязательным, и вместо (1) можно использовать соотношение

$$d \approx 10^{-1}\beta L, \quad (3)$$

где $0,1 \leq \beta \leq 1$. Ясно, например, что при $\beta = 0,1$ соотношение (3) переходит в (1), а значению $\beta = 0,5$ соответствует появление возбужденного состояния в центре зерна (в случае дислокации вблизи границы зерна, или единственной зернограницной ступеньки), как это схематически показано на рис. 5.

Наконец, в случае наномасштабов L , как обсуждалось в [14, 20, 33], когда утрачивается понятие габитуса кристалла и роль длинноволновых смещений выполняют колебания зерна как целого, прев-

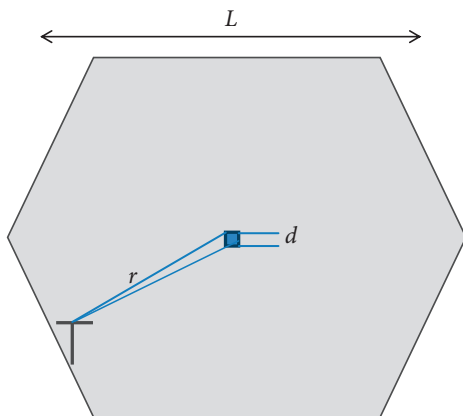


Рис. 5. Пример области локализации начального возбужденного состояния с поперечным размером d в случае единственного дислокационного центра зарождения вблизи границы зерна [37]

ращению значимой доли зерна (во всяком случае, его центральной области с несильно искаженной кристаллической структурой) как целого можно сопоставить условие

$$d \approx \beta_1 L \quad (4)$$

при $0,1 \leq \beta_1 < 1$ либо сохранить форму (3), полагая в ней $1 \leq \beta < 10$. Схематический случай $d \approx L/2$ отражен на рис. 6.

Отметим, что в сталях, содержащих более 0,02 мас.% углерода, вторая ветвь M_{s2} температурных зависимостей M_{si} уже не наблюдается в силу наибо́льшего темпа снижения M_{s2} при росте концентрации углерода.

Поскольку темп концентрационного снижения ветви M_{s3} выше, чем для ветви M_{s4} , после пересечения ветвей (для нелегированных сталей приблизительно при 0,6 мас.% углерода) для более высоких концентраций реализуется только ветвь M_{s4} , генетически связанная с низкотемпературной ступенью для чистого железа. В случае единственной оставшейся низкотемпературной ветви превращения M_{s4} большие скорости охлаждения уже не требуются. Значит, в условиях возможной конкуренции между реализациями третьей и четвертой ветви фактически нужно объяснить значения стартовой $(v_{kp3})_s$ и финишной $(v_{kp3})_f$ критических скоростей охлаждения для

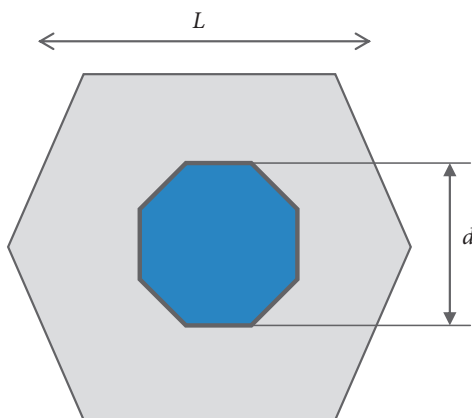


Рис. 6. Схематическая иллюстрация превращения внутренней части зерна как целого при сопоставимых размерах d и L [37]

третьей ветви превращения, имея в виду, что стартовое значение для четвертой ветви $(v_{\text{кр}4})_s$ соответствует финишному значению $(v_{\text{кр}3})_f$ для третьей ветви.

В рамках динамического подхода естественно допустить, что значение стартовой $(v_{\text{кр}3})_s$ скорости охлаждения связано с началом выполнения условия генерации $\sigma_0 > \sigma_{th1}$, являющегося, однако, еще недостаточным для выполнения условия $\sigma_0 > \sigma_{th2}$. Превышение второго порогового значения инверсной разности населенностей σ_{th2} для уровня начальной инверсной разности населенностей σ_0 соответствует выполнению условия превышения деформацией ε_w , переносимой УВП, порогового значения ε_{th} деформации, необходимого для γ - α превращения $\varepsilon_w > \varepsilon_{th}$. Следует иметь в виду, что в условиях диффузии углерода значения σ_{th1} должны превышать пороговые условия для той же температуры из-за дополнительных вкладов в рассеяние электронов и фононов. Скачкообразное снижение температуры уменьшает вклад фононного рассеяния и уровень диффузии (снижая σ_{th1}), уменьшает величину межфазного энергетического и деформационного порогов и может повысить величину σ_0 за счет роста градиента температур, способного при отрицательных эффективных массах электронов для состояний под уровнем Ферми усиливать вклад в неравновесность электронных состояний, задаваемый градиентом химического потенциала [17].

Новое качество, отличающее четвертую ветвь от третьей, морфологически отражается в появлении пластинчатых частично двойникованных мартенситных кристаллов с габитусами, близкими к $\{225\}_\gamma$. С позиций динамической теории появление кристаллов, длинные оси которых формируются в ходе быстрого роста, согласуется с условием $\varepsilon_w > \varepsilon_{th}$. Условие генерации $\sigma_0 > \sigma_{th2}$ выполняется, по крайней мере для сравнительно длинноволновых компонент УВП, ответственных за формирование габитусной плоскости, с длинами волн λ_c , удовлетворяющих неравенству

$$d_p < \lambda_c/2, \quad (5)$$

где d_p — толщина пластинчатых кристаллов.

Напомним, что для третьей ветви характерен только реечный недвойникованный мартенсит с габитусами вблизи $\{557\}_\gamma$. В случае

речных кристаллов надпороговый режим роста реализуется за счет начальных амплитуд колебаний и срывается, как только амплитуда волн падает ниже порогового значения. Режим $\varepsilon_w > \varepsilon_{th}$ стационарного роста кристаллов с большими осями не достигается, так как при температурах выше или порядка температуры Дебая велик вклад в рассеяние на коротковолновых фононах. В результате с волновым ростом можно связать только ширину рейки. По мере быстрого охлаждения достигаются температуры, при которых из-за снижения вклада рассеяния на фононах начинается выполнение условия генерации для волн с длинами λ_c .

Сверхзвуковое формирование двойников превращения в тонкопластинчатых кристаллах, как показывает рассмотрение в рамках динамической модели [14, 15, 21], получает простое объяснение при включении в состав управляющего волнового процесса коротковолновых смещений (с длиной волны λ_s), так что толщина d_{tw} основной компоненты двойниковой структуры удовлетворяет неравенству

$$d_{tw} < \frac{\lambda_s}{2} \ll d_p. \quad (6)$$

Это означает, что для формирования двойникованных мартенситных кристаллов диффузия углерода должна подавляться на масштабах d_{tw} . Поскольку полностью двойникованные мартенситные кристаллы возникают, как правило, при температурах ниже комнатных, условие подавления диффузии углерода на масштабах d_{tw} заведомо выполняется.

В случае кристаллов с габитусами $\{225\}_\gamma$ двойники реализуются еще при сравнительно высоких температурах по отношению к варианту тонкопластинчатых кристаллов. Поэтому для коротковолновой компоненты УВП условие генерации скорее всего не выполняется, двойникование носит частичный и нерегулярный характер, а толщина d'_{tw} основной компоненты двойниковой структуры больше, чем у тонкопластинчатых кристаллов и удовлетворяет менее сильному, по сравнению с (6), неравенству

$$d'_{tw} < d_p. \quad (7)$$

Толщина пластинчатых кристаллов d_p может превышать толщину реечных d_r . Это следует учитывать при сравнительной оценке критических скоростей для начала роста по 4 ветви и окончания роста по 3 ветви. Возможен вариант, когда имеет место соотношение

$$d'_{tw} \leq d_\ell < d_p, \quad (8)$$

в пользу чего свидетельствует наблюдаемый [34] симбиоз пластинчатых и реечных кристаллов, когда стопы реек с двойниковыми ориентировками контактируют (по разные стороны) с центральной двойникованной зоной пластинчатого кристалла с габитусом $\{225\}_r$, имея те же толщины, что и двойники превращения.

Из этого качественного рассмотрения следует ожидать, что условию

$$(v_{кр3})_f = (v_{кр4})_s \quad (9)$$

равенства финишного значения $(v_{кр3})_f$, стартовому значению $(v_{кр4})_s$ соответствует подавление диффузии углерода на масштабе d_p , удовлетворяющем либо условию (1), либо (3), и достижение за характерное для диффузии время температуры M_{s4} , при которой начинает выполняться условие генерации управляющих волн неравновесными электронами.

3. ОЦЕНКИ КРИТИЧЕСКИХ СКОРОСТЕЙ ОХЛАЖДЕНИЯ В ДИНАМИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ МАРТЕНСИТНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ

Как отмечалось в предыдущей главе, для реализации МП надо подавить диффузию углерода на масштабах порядка d толщины поперечника начального возбужденного состояния. В экспериментах [32] образцы имели толщину 0,15 мм и быстро охлаждались от температуры $t_A = 1050$ °С после повторной двухминутной аустенизации (предварительная длительная аустенизация для получения зерен с размерами L порядка 10 мкм велась при 1250 °С, а для получения зерен с размерами L порядка 1 мкм — при 950 °С). Коэффициент диффузии D , как известно, экспоненциально уменьшается при снижении температуры. В простейшем варианте при обработке экспериментальных данных используется зависимость $D(T)$ в виде:

$$D(T) = D_0 \exp\left(-\frac{E_A}{k_B T}\right) = D_0 \exp\left(-\frac{Q}{RT}\right), \quad (10)$$

позволяющая сопоставлять сплаву заданного состава конкретные значения предэкспоненциального множителя D_0 и энергии активации E_A (либо молярной теплоты диффузии Q), $k_B \approx 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К — постоянная Больцмана, $R \approx 8,31$ Дж/(К · моль) — универсальная газовая постоянная, T — абсолютная температура. Так, например, согласно справочным данным [35] для сталей с содержанием углерода (0,1–1) мас.%, $D_0 \approx (0,12 \pm 0,07)$ см²/с = $(1,2 \pm 0,7) \cdot 10^{-5}$ м²/с, $Q = 32,6$ ккал/моль) в температурном диапазоне (750–1 250) °С. При измерении же коэффициента диффузии углерода в аустените сплава

Fe-31Ni, согласно [36], удовлетворительное описание в температурном диапазоне (500–900) °C достигается при

$$D(T) = 1,23 \cdot 10^{-6} \exp \left[-\frac{15050}{T(K)} \right] \text{ м}^2/\text{с}, \quad (11)$$

т. е. с меньшим на порядок предэкспоненциальным множителем и с заметно меньшей молярной теплотой диффузии $Q \approx 29,91$ ккал/моль (для восстановления значения Q мы провели пересчет множителя в показателе экспоненты в (11)).

Для оценки времени τ_D изменения концентрации углерода в области с размером d достаточно использовать эффективное значение коэффициента диффузии

$$D_{ef} \approx 0,5 \cdot D(T_A), \quad T_A = t_A + 273. \quad (12)$$

Использование D_{ef} предполагает, что учитывается интервал температур $\Delta T \approx T_A - T_{A1}$, где T_{A1} удовлетворяет условию падения величины $D(T_A)$ на порядок, т. е. $D(T_{A1}) \approx 0,1 \cdot D(T_A)$. Тогда для времени τ_D имеем оценку:

$$\tau_D \approx \frac{d^2}{4D_{ef}} = \frac{d^2}{2D(T_A)}. \quad (13)$$

Естественно принять, что для подавления диффузии скорость охлаждения должна быть такой, чтобы время $\tau_{кр}$ достижения температуры T_{A1} было порядка τ_D , т. е.

$$\tau_{кр} \approx \frac{T_A - T_{A1}}{(v_{кр3})_f} \leq \tau_D. \quad (14)$$

Из (13) и (14) следует оценка для $(v_{кр3})_f$:

$$(v_{кр3})_f \geq \frac{T_A - T_{A1}}{\tau_D} = \frac{(T_A - T_{A1}) 2D(T_A)}{d^2}. \quad (15)$$

3.1. О выборе значений параметров для количественных оценок

Прежде всего, в качестве экспериментальной информации мы будем опираться на данные [32] о составах сплавов, размерах зерен и критических скоростях охлаждения ($\nu_{кр3}$), приведенных в табл. 1.

Полагая $T_A = 1323$ К и выбирая, согласно [35], $D_0 \approx 1,2 \cdot 10^{-5}$ м²/с, $Q = 32,6$ ккал/моль, для $D(T_A)$ системы FeC из (10) находим $D(T_A) \approx 4,943 \cdot 10^{-11}$ м²/с. Заметим, что с учетом приведенной в [35] погрешности D_0 :

$$0,5 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с} \leq D_0 \leq 1,9 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с},$$

при оценках в качестве $D(T_A)$ базовых (до легирования 3d-металлами) систем Fe-C могут приниматься значения из интервала $2,06 \cdot 10^{-11} \text{ м}^2/\text{с} \leq D(T_A) \leq 7,83 \cdot 10^{-11} \text{ м}^2/\text{с}$.

В частности, для нижнего допустимого значения $D_0 \approx 0,5 \cdot 10^{-5}$ м²/с при температуре $t \approx 1000$ °С из (10) получаем $D(T) \approx 1,25 \cdot 10^{-11}$ м²/с, близкое к упоминаемому в литературе значению $D(T) \approx 10^{-11}$ м²/с при низких концентрациях углерода и $t \approx 1000$ °С. Нетрудно убедиться, что данные для более высоких, чем T_A , температур также можно согласовать в пределах указанного интервала D_0 . Так, например, на рис. 7 приведен график зависимости D от концентрации углерода при $t \approx 1127$ °С, т. е. при $T = 1400$ К.

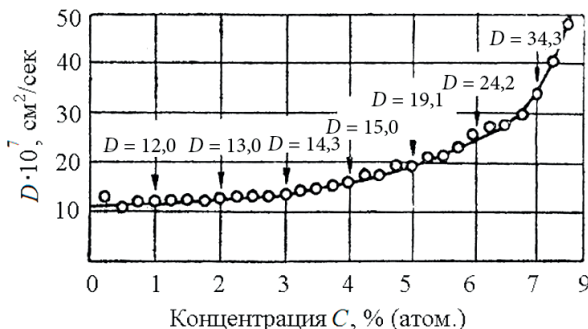


Рис. 7. Зависимость коэффициента диффузии D для сталей от концентрации углерода при $t \approx 1127$ °С [1]

Легко убедиться, что значению $D = 12,10^{-11} \text{ м}^2/\text{с}$ при концентрации 1 мас.% соответствует $D_0 \approx 1,473 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$, отклоненное от центрального значения $1,2 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$ в сторону верхней границы интервала значений D_0 .

Оценим теперь величину интервала $T_A - T_{A1}$. Легко убедиться, что падение на порядок, по сравнению с уровнем $D(T_A)$, достигается при $\Delta T \approx 200 \text{ К}$. Действительно, для $T_{A1} = 1123 \text{ К}$ из (10) при $D_0 \approx 1,2 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$, $Q = 32,6 \text{ ккал/моль}$ имеем

$$D(T_{A1})_{\text{FeC}} \approx 5,4 \cdot 10^{-12} \text{ м}^2/\text{с} \approx 0,1 D(T_A)_{\text{FeC}}.$$

Следовательно, в (15) вместо $(T_A - T_{A1})$ подставляем 200 К. Тогда (15) принимает вид

$$(v_{\text{кр}3})_f \geq \frac{4 \cdot 10^2 D(T_A)}{d^2}. \quad (16)$$

Следует иметь в виду, что значения $D(T_A)$ при фиксированной температуре T_A могут заметно изменяться в зависимости от состава и концентрации компонентов. Так, на рис. 8 приведены (взятые из [1]) графики концентрационной зависимости коэффициента D для базового сплава Fe-0,4 мас.% С (Ст. 40), показывающие, что

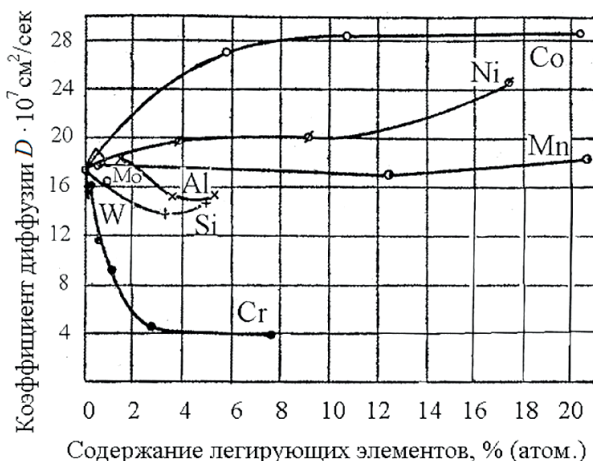


Рис. 8. Зависимости коэффициента D для базового сплава Fe-0,4 мас.% С (Ст. 40) от концентраций легирующих элементов [1]

легирование разными элементами может как ускорять, так и замедлять диффузию углерода.

Хотя данные на графиках рис. 7 и рис. 8 приведены для температур, не совпадающих с T_A , при оценках $D(T_A)$ можно ориентировочно судить о характере концентрационной зависимости (нарастание либо убывание) и относительной величине изменения D по сравнению с нулевой концентрацией легирующего элемента. Разумеется, при наличии данных о D_0 , Q (см., напр., табл. 2) удобно использовать (10).

Полезно обратить внимание на данные в первой строке табл. 2, относящиеся к Ст. 20, Ст. 40, Ст. 70. По сравнению с обсуждавшимися выше значениями $D_0 \approx 1,2 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$, $Q = 32,6 \text{ ккал/моль}$, здесь значение $D_0 \approx (5 \div 10) \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ заметно меньше, но зато снижено Q (более чем на 10^3 ккал/моль), в результате значения $D(T)$ при температурах, примыкающих к T_A , можно согласовать. Например, беря $D_0 \approx 1,473 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$ и $Q = 32,6 \text{ ккал/моль}$, получаем $D(T_{A_{\text{FeC}}}) \approx 6,07 \cdot 10^{-11} \text{ м}^2/\text{с}$. Если же для Ст. 40 взять из табл. 2 $D_0 \approx 7,6 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ и $Q = 31,35 \text{ ккал/моль}$, то $D(T_{A_{\text{FeC}}}) \approx 5,04 \cdot 10^{-11} \text{ м}^2/\text{с}$, т. е. значения $D(T_{A_{\text{FeC}}})$ близки (в пределах 20 % относительной погрешности).

Таблица 2

**Влияние легирующих элементов
на теплоту диффузии углерода в аустените [1]**

Легирующий элемент	Количество легирующего элемента, % (вес.)	Q, кал/г-атом	D_0 , см ² /сек $\cdot 10^2$ при содержании углерода, %		
			0,2	0,4	0,7
—	—	31 350	5,6	7,6	9,6
Кобальт	6,0	30 500	6	8	10
	11,0	29 900	5	7	10
	21,0	28 850	—	5	7
Марганец	1,0	31 600	7	8	11
	12,0	33 900	15	19	25
	19,0	36 100	33	41	46
Хром	1,0	34 300	8	11	13
	2,5	37 000	9	14	13
	7,0	38 900	12	18	25

Легирующий элемент	Количество легирующего элемента, % (вес.)	Q, кал/г-атом	D_0 , см ² /сек · 10 ² при содержании углерода, %		
			0,2	0,4	0,7
Молибден	0,9	33 800	13	20	29
	1,55	34 400	14	19	25

3.2. Оценки критических скоростей охлаждения для нелегированных сталей

В случае одной из базовых по углероду сталей Ст. 40 примем $D(T_{A})_{FeC} \approx 5 \cdot 10^{-11}$ м²/с (см. окончание п. 3.1) и для определенности $L \approx 5 \cdot 10^{-5}$ м.

Тогда из (16) и (1) получаем

$$\left(v_{кр3}\right)_f \approx \frac{4 \cdot 10^6 \cdot 5 \cdot 10^{-11}}{L^2} \approx \frac{4 \cdot 10^6 \cdot 5 \cdot 10^{-11}}{25 \cdot 10^{-10}} = 80 \cdot 10^3 \text{ К/с.}$$

Заметим, что при переходе к $L \approx 6,3 \cdot 10^{-5}$ м при тех же значениях остальных параметров получим $(v_{кр3})_f \geq 50,4 \cdot 10^5$ К/с, практически совпадающее с экспериментальным значением $51 \cdot 10^5$ К/с. Соответственно значениям $(v_{кр3})_f \approx 70 \cdot 10^3$ К/с и $(v_{кр3})_f \approx 65 \cdot 10^3$ К/с для Ст. 25 и Ст. 30 при том же $D(T_{A})_{FeC} \approx 5 \cdot 10^{-11}$ м²/с формально сопоставляются $L \approx 5,345 \cdot 10^{-5}$ м и $L \approx 5,547 \cdot 10^{-5}$ м.

3.3. Оценки для легированных сталей

Успешное описание $(v_{кр3})_f$ для сталей с базовыми составами по углероду позволяет и в случаях рассматриваемых легированных сталей получить удовлетворительное совпадение с экспериментальными данными [32], как это подробно обсуждается в [37] с привлечением графических и табличных данных о коэффициентах диффузии. Более того, для поликристаллов со сравнительно малыми

диаметрами, при условии совпадения рассчитываемых и измеренных значений $(\nu_{кр3})_f$ оцениваются значения параметра β , вводимого в расчетную схему с помощью (3):

$$(\nu_{кр3})_f \geq \frac{4 \cdot 10^2 D(T_A)}{d^2} \approx \frac{4 \cdot 10^4 D(T_A)}{\beta^2 L^2}. \quad (17)$$

Ниже приводятся данные расчетов β в табличной форме (табл. 3–5), взятые из [37].

Таблица 3

Наборы параметров $D(T_A)$, L и β , приводящих к наблюдаемым величинам $(\nu_{кр})_{экс}$ в сталях, легированных хромом

Параметры	Сталь								
	Ст. 30	30X2	30X3	35X5	30X7	Ст. 40	40X	40X2	40X5
$L_e, 10^{-2} \text{ мм}$	—	5–6	5–7	5–6	1,5–2,5	—	1–1,5	4–5	4,5–5
$(\nu_{кр})_{экс}, 10^3 \text{ К/с}$	65	35	14	3	1	51	38	18	17
$D(T_A), 10^{-11} \text{ м}^2/\text{с}$	5	1,85	1,08	0,56	0,56	5	2,37	1,08	1,08
$L, 10^{-2} \text{ мм}$	5	5,5	5,547	5,5	2	5	1,25	4,9	5
β	0,1	0,084	0,1	0,16	0,75	0,1	0,4	0,1	0,1

Из табл. 3 видно, что отклонение от соотношения (1) в пользу (3) имеет место при заметном снижении величины L_e .

Таблица 4

Значения параметра β для сталей, легированных марганцем

Параметры	Сталь				
	25Г	25Г3	25Г4	30Г2	30Г4
$L_e, 10^{-2} \text{ мм}$	1,3–1,9	1,5–2,3	1,3–2,2	1,8–2,5	2–3
$(L_e)_{ср}, 10^{-2} \text{ мм}$	1,6	1,9	1,75	2,15	2,5
$\nu_{кр \text{ экс}}, 10^3 \text{ К/с}$	56	38	22	40	18
β	0,343	0,35	0,5	0,3	0,387

Как следует из данных табл. 4, для β уменьшение размера L_e сопровождается уже отмечавшейся выше тенденцией смещения области возникновения начального возбужденного состояния к центру зерна.

Таблица 5

Значения параметра β для сталей,
легированных молибденом и кобальтом

Параметры	Сталь				
	30M2	30M3	30K3	35K3	35K6
$L_e, 10^{-2} \text{ мм}$	0,6–1,5	1,9–3,0	0,4–0,8	0,4–0,8	0,2–0,6
$(L_e)_{\text{ср}}, 10^{-2} \text{ мм}$	1,05	2,45	0,6	0,6	0,4
$(\nu_{\text{кр}3/\text{ф экс}}), 10^3 \text{ К/с}$	16	5	80	83	100
β	0,88	0,676	0,951	0,934	1,35

Из табл. 5 видно, что лишь для среднего размера самых малых зерен (в рассматриваемом наборе легированных сталей) кобальтового сплава 35K6 нарушается условие $\beta < 1$. Заметим, при максимальном размере $L \approx 0,6 \cdot 10^{-5} \text{ м} = 6 \text{ мкм}$ получаем $\beta \approx 0,9$. При минимальном же размере $L \approx 0,2 \cdot 10^{-5} \text{ м} = 2 \text{ мкм}$ $\beta \approx 2,7$ возрастает в 2 раза по сравнению с указанным в табл. 4 значением. По существу, при $\beta > 1$ реализуется соотношение (4), хотя для достижения характерного для нанокристаллического состояния размера $L \leq 100 \text{ нм}$ требуется снижение L на порядок. Впрочем, это неудивительно, так как в сплавах железа из-за сравнительно высокого порогового значения деформации превращение подавляется на масштабах $L \leq 1 \text{ мкм}$.

Очевидно, что варианты (1)–(4) сводятся к единой форме (3) заданием разных областей определения β .

4. ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ БЕЙНИТНОГО ФЕРРИТА В СТАЛЯХ

Дополним вначале информацию о бейнитных превращениях (БП), частично изложенную во введении. Бейнит в сталях — продукт превращения переохлажденного аустенита при температурах, когда практически подавлена самодиффузия железа, но еще весьма значима диффузия углерода. Бейнит образуется в форме кластеров ферритных кристаллов пластинчатой или реечной формы с прослойками цементита и остаточного аустенита. Кристаллы бейнитного феррита могут, в свою очередь, состоять из более мелких субкристаллов. Ниже в основном будут рассматриваться стали со сравнительно низкими концентрациями углерода (до 0,6 мас.%), в которых в результате бейнитного превращения образуется смесь относительно мелких реек, включающих мелкие частицы карбидов (нижний или низкотемпературный бейнит). Напомним для сравнения, что верхний, или высокотемпературный, бейнит состоит из относительно крупных реек феррита, чередующихся с прослойками карбида железа. На рис. 9 представлен фрагмент одной из презентаций автора монографии [38], схематически показывающий, что область температур B_s протекания бейнитного превращения является промежуточной между температурами W_s формирования Видманштеттова феррита и M_s — формирования мартенсита. Видно также, что для верхнего бейнита характерны более обширные выделения цементита (черные прослойки).

Реечная составляющая нижнего бейнита имеет черты подобия с рейками пакетного мартенсита, образующегося при закалке

аустенита до более низких температур, при которых практически подавлена и диффузия углерода (более подробное освещение вопроса о бейнитном и мартенситном превращении (МП) можно найти, напр., в [1–5, 38, 39]).

С позиций теории твердых растворов мартенсит — это пересыщенный углеродом феррит с той же концентрацией углерода, что и в аустените, причем степень пересыщения заведомо превышает таковую для бейнитного феррита (пересыщения в феррите может и не быть). Говоря о морфологических признаках реечных компонент бейнита и мартенсита, следует отметить, что в обоих случаях, кроме подобия форм кристаллов (и габитусов, близких к $\{hhl\}_\gamma$ типу), наблюдается и сходство в появлении поверхностного рельефа, свидетельствующее о формировании макросдвига в области реечного кристалла, а также межфазных ориентационных соотношений (ОС). Наличие указанных, однозначно связанных между собой морфологических признаков, как уже отмечалось в гл. 1, типично для кооперативного варианта превращения по мартенситному механизму [2], поэтому имеются основания рассматривать реечные компоненты бейнита как кристаллы, формирующиеся (по крайней мере, на первом этапе) по механизму, аналогичному случаю реек пакетного мартенсита.

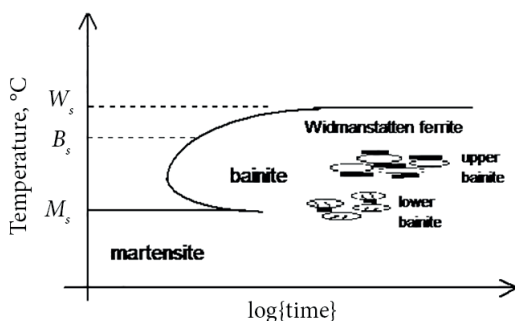


Рис. 9. Относительное расположение мартенсита, бейнита и Видманштеттова феррита на температурной шкале (фрагмент из презентации Bhadeshia [39])

Будем полагать, что формирование реечных компонент бейнита происходит в областях аустенита, предварительно обедненных углеродом [1]. Тогда химический состав стали указанных областей соответствует более высокой температуре начала мартенситного превращения $M_s(c_b)$ по сравнению с температурой $M_s(c_a)$ исходного аустенита с равномерным распределением углерода по объему образца: $c_b < c_m = c_a$, где c_b , c_m , c_a — концентрации углерода в рейках бейнита, мартенсита и исходном аустените соответственно. При быстром бездиффузионном росте субреек нижнего бейнита вполне возможно включение мелких фракций карбида внутри ферритных пластин. Как и в случае формирования пакетного мартенсита [40], при визуальной фиксации скорость роста макропластин бейнитного феррита представляется сравнительно медленной. Скорее всего, рост отдельных реек идет со сверхзвуковой скоростью, а при длительных (сравнительно с временем роста отдельного кристалла) паузах (временах инкубации τ) идет подготовка новых мест для зарождения и формирования карбидов.

Следует отметить, однако, и отличие, существующее между пакетным реечным мартенситом и макропластиной бейнитного феррита. В пределах одного пакета, согласно [40], все габитусы кристаллов близки к ориентации $\{557\}_\gamma$, тогда как в структуре макропластин бейнитного феррита для низкоуглеродистого исходного состава аустенита присутствуют субрейки с двумя различающимися габитусами [39, 41], т. е. композиция реечных кристаллов имеет бимодальный характер, как это отражено на рис. 10.

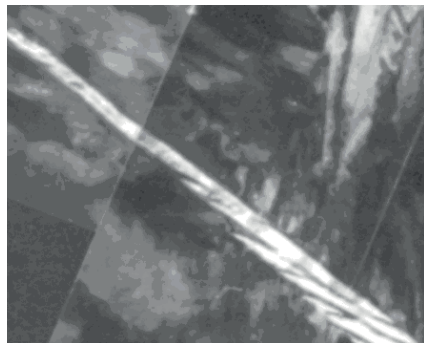


Рис. 10. Область пластины бейнитного феррита с бимодальным составом субреек (выделена белым цветом) — фрагмент рис. 2.3 из [39]

Один из габитусов $\{558\}_{\gamma}$ близок к ориентации $\{557\}_{\gamma}$, типичной для мартенсита. Второй же габитус, согласно [41], близок к $\{0,663 \ 0,649 \ 0,373\}_{\gamma}$ или, в приближении малых целочисленных индексов, соответствует $\{774\}_{\gamma}$. Как показано в [41], для субреек с габитусом $(0,373 \ 0,663 \ 0,649)_{\gamma}$ характерны ОС, близкие к соотношению Нишиямы: $(111)_{\gamma}$ почти параллельна $(011)_{\alpha}$ и $[\bar{1}01]_{\gamma}$ составляет 4° с $[\bar{1}\bar{1}1]_{\alpha}$. Измерена и величина 0,22 макросдвига в направлении $\langle 110 \rangle_{\gamma}$, на семь градусов отклоняющемся от $\langle 111 \rangle_{\alpha}$. Необходимо подчеркнуть, что эта величина существенно превышает типичную для реек величину макросдвига. Кроме того, в [39] отмечается появление большого числа двойников аустенита, сопровождающих формирование бейнитного феррита.

5. ДИНАМИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ФОРМИРОВАНИЯ КРИСТАЛЛОВ БЕЙНИТНОГО ФЕРРИТА

Выполненный в [42–46] анализ позволил выявить, как минимум, три сценария для объяснения наблюдаемых морфологических признаков, в предположении, что рост макропластины носит эстафетный характер, при котором предшествующий кристаллик инициирует условия для старта роста нового. Естественно полагать, что ведущую роль играют пластинки с габитусами типа $\{558\}_\gamma$, связанные со стандартными ДЦЗ, имеющими сегменты петель $\Lambda \parallel \langle 110 \rangle_\gamma$. Поэтому для удобства закрепим за ними условно название «рейка», а за второй компонентой бимодальной композиции — название «субрейка».

Учитывая, что превращение идет с увеличением объема, сценарий I можно связать с модификацией упругого поля стандартного ДЦЗ за счет наложения одноосного поля сжатия вдоль одного из направлений, совпадающих с направлением нормали к габитусной плоскости $\langle 558 \rangle_\gamma$.

Наличие двойников исходной фазы дает основание для проверки предположения о возможной близости (или даже тождественности) ориентаций обоих габитусов субреек, но по отношению к кристаллографическим базисам, относящимся к двум двойниковым ориентациям аустенита (сценарий II).

Наконец, возможен вариант, при котором нетипичный габитус субрейки соответствует слабоискаженной плоскости, хотя и уступает по величинам главных деформаций стартовым условиям формирования рейки (сценарий III). Для проверки подобного сценария

требуется проведение расчетов упругих полей вероятных ДЦЗ. В частности, роль новых ДЦЗ могут выполнять границы двойников, представляемые, например, в кристонной модели носителя двойни-кующего сдвига суперпозициями призматических петель (рис. 11).

Уместно напомнить [47], что при макросдвиге, сопровождающем появление рейки, можно ожидать рождения ДЦЗ, инициирующего формирование рейки с габитусом, близким к исходному. Так что для эстафетного продольного роста макропластины бейнитного феррита бимодальная композиция из реек и субреек не является обязательной. В связи с этим вполне возможно, что бимодальность композиции обуславливает процесс утолщения макропластины.

Согласно [14–17], из области локализации НВС распространяются пары волновых пучков, инициирующих пороговую деформацию типа «растяжение — сжатие» в ортогональных направлениях, задаваемых собственными векторами $\xi_{1,2}$ тензора деформации упругого поля дефекта в области НВС. В результате нормали N_w к плоскости габитуса, связанные с распространением УВП, задаются кинематическим соотношением:

$$N_w \parallel n_2 \pm n_1 \alpha, \quad \alpha = \frac{v_2}{v_1}, \quad n_2 \perp n_1, \quad n_{1,2} = \xi_{1,2}, \quad |n_i| = 1, \quad (18)$$

где v_1 и v_2 — модули скоростей распространения волн в n_1 и n_2 на-правлениях.

Основную роль, как показано в [48], на начальной стадии фор-мирования кристаллов пакетного мартенсита играют сегменты Λ дислокационных петель вдоль наиболее плотноупакованных на-правлений $\langle 110 \rangle_\gamma$, причем отбираются направления $\xi_{1,2}$, близкие к ортогональным осям четвертого и второго порядка, отвечающие области с экстремальными значениями деформаций, в которых в наибольшей степени снижены пороги для флуктуации, ведущей к возникновению возбужденного состояния. Как показывают тща-тельные измерения [49], ОС для реечного мартенсита тяготеют к соотношениям Нишиямы. Габитусные плоскости реек близки к $\{\tilde{5}57\}_\gamma$, где условно символом «тильда» отмечен больший из двух близких индексов Миллера. Точное совпадение пары индексов Мил-лера при волновом описании габитусной плоскости достигается

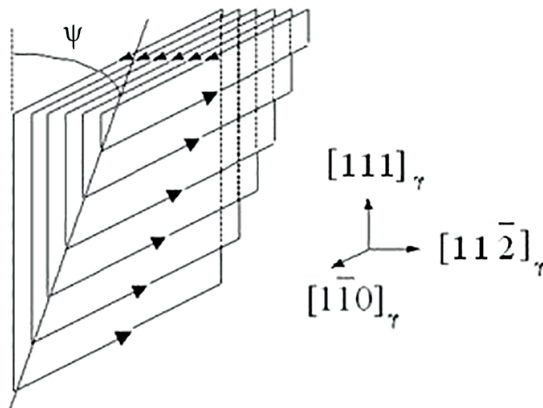


Рис. 11. Пример дислокационной модели кристона — носителя двойнивающего сдвига $[112]_{\gamma} (111)_g$

при краевой ориентации вектора Бюргерса по отношению к линии дислокации $\langle 110 \rangle_{\gamma}$. Однако для смешанной (60° — дислокации) естественно получаются отличающиеся, но близкие значения пары индексов габитусных плоскостей. Это приводит, как показано в [17], к снятию вырождения ориентировок, что соответствует наиболее типичной наблюдаемой картине [40], при которой каждому пакету соответствует до шести ориентировок морфологических признаков (в частности, каждой ориентировке нормали к габитусной плоскости отвечает конкретный треугольник на стереопроекции).

При речной форме кристалла мартенсита стадия быстрого роста задает ширину кристалла, толщина которого меньше (но того же порядка) половин длин волн в составе УВП, ответственных за описание габитусных плоскостей. Рейки пакетного мартенсита формируются в сравнительно высокотемпературном диапазоне (по отношению к условиям образования пластинчатого мартенсита). Поэтому из-за сильного затухания фононов выполнение режима генерации управляющих волн неравновесными электронами (в межфазной области на стадии роста) не достигается. В результате в случае речных кристаллов надпороговый режим роста реализуется за счет начальных амплитуд колебаний и срывается, как только амплитуды

волн падают ниже пороговых значений. Поэтому вполне типична картина, когда ширина рейки всего в несколько раз превышает ее толщину.

5.1. Пары волн, управляющие образованием кристаллов реечного типа

Для качественной иллюстрации достаточно рассмотреть случай изотропной среды, когда отношение скоростей в (18) $\alpha = 1$, две пары ориентаций \mathbf{n}_1 и \mathbf{n}_2 . Полагаем вначале, что $\mathbf{n}_1 = [110]_\gamma / \sqrt{2}$ и $\mathbf{n}_2 = [001]_\gamma$, т.е. волновые нормали ориентированы строго вдоль осей симметрии второго и четвертого порядка. Тогда $N_w \parallel [11 \pm \sqrt{2}]_\gamma$, т.е. нормали N_w близки к ориентациям $[5\ 5 \pm 7]_\gamma$, типичным для габитусов реечного (пакетного) мартенсита низкоуглеродистых сталей, причем обе нормали соответствуют одинаковому (по модулю) отношению индексов Миллера $h/\ell < 1$. Однако ситуация меняется при отклонении \mathbf{n}_1 и \mathbf{n}_2 от указанных осей симметрии. Например, при $\mathbf{n}_1 = [111]_\gamma / \sqrt{3}$ и $\mathbf{n}_2 = [11\bar{2}]_\gamma / \sqrt{6}$ получаем, во-первых, ориентацию $N_{w1} \parallel [\sqrt{2}+1\ \sqrt{2}+1\ \sqrt{2}-2]_\gamma$, близкую к $[44\bar{1}]_\gamma$, с отношением индексов $h/\ell \approx 4 > 1$ и, во-вторых, $N_{w2} \parallel [\sqrt{2}-1\ \sqrt{2}-1\ \sqrt{2}+2]_\gamma$, близкую к $[2\ 2\ 17]_\gamma$, с отношением $h/\ell \approx 0,12 < 1$. Значит, при повороте осей \mathbf{n}_1 и \mathbf{n}_2 снимается «вырождение» для значений отношения h/ℓ .

В том же приближении изотропной среды легко описать любые ориентации ($hh\ell$), выбирая $\mathbf{n}_{1,2}$ в виде $\mathbf{n}_1 \parallel [11\eta]_\gamma$ и $\mathbf{n}_2 \parallel [\eta\ \eta\ \bar{2}]_\gamma$ при $0 < \eta < 1$. Тогда

$$\left(\frac{h}{\ell}\right)_1 = \frac{\sqrt{2}-\eta}{\eta\sqrt{2}+2}, \quad \left(\frac{h}{\ell}\right)_2 = \frac{\sqrt{2}+\eta}{\eta\sqrt{2}-2}. \quad (19)$$

В табл. 6 приведены значения параметра η и углов φ поворота \mathbf{n}_1 и \mathbf{n}_2 от осей симметрии второго и четвертого порядка для ряда упоминаемых в литературе габитусов в случае $(h/\ell)_1 < 1$.

Из данных табл. 6 видно, что для описания габитусов реек при $(h/\ell)_1 < 1$ требуются небольшие отклонения от осей $[110]_\gamma$ и $[001]_\gamma$, т.е. все эти габитусы, как и габитус $(557)_\gamma$ мартенсита, могут фор-

мироваться при распространении УВП, стимулирующего сжатие вдоль оси $[001]$ и растяжение вдоль $[110]_\gamma$.

Таблица 6

Примеры значений η и φ для описания габитусов при $(h/\ell)_1 < 1$

Габитусы	Параметр η	Угол φ
(557)	≈ 0	≈ 0
(223)	$\approx 0,0416$	$\approx 1,686^\circ$
(558)	$\approx 0,087$	$\approx 3,53^\circ$
(335)	$\approx 0,116$	$\approx 4,68^\circ$
(447)	$\approx 0,150$	$\approx 6,05^\circ$

Напротив, для описания габитусов субреек при $(h/\ell)_2 > 1$ необходимы заметно бóльшие углы поворота. Пренебрегая различием пары индексов, учтем, что в приближении малых целочисленных индексов габитус $(0,373 \ 0,663 \ 0,649)_\gamma$ занимает промежуточное положение между $(477)_\gamma$ и $(599)_\gamma$. Для габитуса $(774)_\gamma$ из (2) имеем $\eta \approx 0,6$ и $\varphi \approx 23^\circ$, а для $(995)_\gamma$ — $\eta \approx 0,615$ и $\varphi \approx 23,5^\circ$. Заметим, что при $\eta \approx 0,6$ из (2) следует $(h/\ell)_1 \approx 0,29$, т. е. габитус, близкий $(227)_\gamma$, ортогональный к $(774)_\gamma$, как и должно быть, поскольку сумма ортогональных единичных векторов и их разность ортогональны друг другу. Вообще для выполнения условия $(h/\ell)_2 > 1$ нужно, чтобы параметр

$$\eta > \frac{2 - \sqrt{2}}{1 + \sqrt{2}} \approx 0,24. \quad (20)$$

Из проведенного анализа видно, что фазе сжатия с выделением главной бейновской оси отвечает ориентация наименьшего индекса ℓ габитуса при $h/\ell > 1$.

Разумеется, эти результаты корректируются при учете отличия параметра \varkappa от 1:

$$\left(\frac{h}{\ell}\right)_1 = \frac{\varkappa\sqrt{2} - \eta}{\eta\sqrt{2} + 2}, \quad \left(\frac{h}{\ell}\right)_2 = \frac{\varkappa\sqrt{2} + \eta}{\eta\sqrt{2} - 2}. \quad (21)$$

Величина \varkappa при известных $n_{1,2}$ и упругих модулях находится с использованием уравнения Кристоффеля [50].

Рассмотрим теперь возможные объяснения больших углов поворота $n_{1,2}$ от осей симметрии.

5.2. Сценарии формирования субреек бейнитного феррита с нетипичными для мартенсита ориентациями габитусов

Сценарий I. Полагаем, что вдоль нормали к поверхности рейки ориентирована ось сжатия для прилегающего аустенита. Такое напряжение, налагаясь на упругие поля модифицированных ДЦЗ, должно менять ориентации собственных векторов результирующего упругого поля и способствовать возникновению таких субреек (фактически кристаллов мартенсита напряжения), для которых максимально оптимизируются условия возникновения НВС. С учетом того, что при записи габитуса субрейки направлению сжатия соответствует позиция наименьшего индекса (тогда как для габитуса рейки — позиция наибольшего), можно ожидать, что при габитусе рейки (558)_γ будут возникать субрейки мартенсита напряжения с наименьшим индексом на третьей позиции, например, вида (774)_γ или (774)_γ. Подобная ориентация не противоречит наблюдаемой морфологии с явно остроугольными сочленениями субреек и реек (см. рис. 10).

Пояснения удобно начать с рассмотрения простого случая наложения двух одноосных деформаций сжатия с одним и тем же значением ε . Очевидно, что тензор деформации $\hat{\varepsilon}$ записывается в виде суммы двух диад:

$$\hat{\varepsilon} = \varepsilon(\xi \cdot \xi + \xi_2 \cdot \xi_2), \quad |\xi| = 1, \quad |\xi_2| = 1, \quad (22)$$

где ξ, ξ_2 — единичные векторы вдоль осей деформации, в общем случае неортогональные друг к другу. Легко убедиться, что собственные числа $e_{1,2}$ и векторы $\xi_{1,2}$ тензора (22) даются выражениями:

$$e_{1,2} = \varepsilon \left[1 \pm (\xi, \xi_2) \right], \quad \xi_{1,2} = \frac{[\xi \pm \xi_2]}{\sqrt{2}}, \quad (23)$$

где (ξ, ξ_2) — скалярное произведение. Тогда, например, при $\xi_2 = [001]$ и $\xi = [558] / \sqrt{114}$ из (23) находим

$$\xi_1 \parallel [5 \ 5 \ 8 + \sqrt{114}] \approx [5 \ 5 \ 18,68] \approx [5 \ 5 \ 19]. \quad (24)$$

Направление, заданное (7), составляет с осью $[001]$ угол $\varphi \approx 20,74^\circ$, который близок к найденному ранее углу поворота $\varphi \approx 23^\circ$. Эта простейшая оценка показывает, что при сопоставимых по величине деформациях сжатия поля ДЦЗ и рейки вдоль нормали $[558]_\gamma$ к габитусу в некоторой локальной области имеются условия для возникновения НВС второго типа НВС2, необходимого для роста субрейки.

Рассмотрим теперь более реалистичный (применительно к формированию субреечного кристалла бейнитного феррита) случай, соответствующий наложению одноосного сжатия, по-прежнему задаваемого диадой $\varepsilon(\xi \cdot \xi)$, где ось ξ лежит в плоскости ортогональных собственных единичных векторов ξ_1 и ξ_2 упругого поля дислокации, так что результирующий тензор имеет вид

$$\hat{\varepsilon} = (\varepsilon(\xi \cdot \xi) + \varepsilon_1(\xi_1 \cdot \xi_1) + \varepsilon_2(\xi_2 \cdot \xi_2)), \quad \varepsilon_1 > 0, \varepsilon_2 < 0, \varepsilon < 0. \quad (25)$$

Ясно, что собственные векторы $\xi_{1,2}$ тензора (25) являются линейными комбинациями векторов ξ_1 и ξ_2 . Полагая $\xi \parallel g\xi_1 + \xi_2$ и подставляя ξ в (25), находим квадратное уравнение для параметра g :

$$g^2 + \left\{ \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1 + \varepsilon[(\xi, \xi_2)^2 - (\xi, \xi_1)^2]}{\varepsilon(\xi, \xi_2)(\xi, \xi_1)} \right\} g - 1 = 0. \quad (26)$$

Выбираем для иллюстрации вариант $\varepsilon_1 = 0,65|\varepsilon_2|$, что примерно соответствует соотношению главных бейновских деформаций. Тогда при $\xi_1 = [110]/\sqrt{2}$, $\xi_2 = [001]$, $\xi = [558] / \sqrt{114}$ и $\varepsilon = 2 \cdot \varepsilon_2$ с помощью (26) легко получаем $g_1 \approx 0,4278$. В результате собственные векторы $\xi_{1,2}$ тензора (25) оказываются повернутыми по отношению к ξ_1 и ξ_2 на угол $\varphi \approx 23,16^\circ$, что соответствует (в приближении изотропной среды) требуемым ориентациям векторов волновых нормалей в об-

ласти возникновения НВС для описания возникновения кристаллов субреек с наблюдаемыми габитусами, близкими $(774)_\gamma$.

Проведенная простая оценка позволяет предложить следующие этапы формирования реечного бейнита, согласующиеся, в принципе, с морфологической картиной на рис. 10. Рост рейки с габитусом $(558)_\gamma$ связан со стартом из НВС первого типа (НВС1) в поле прямолинейной дислокации с линией $[1\bar{1}0]_\gamma$, приводящем к первому акту скачкообразного формирования рейки. Затем в упругом поле другой дислокации (но с аналогичной ориентацией линии), при наложении поля сжатия вдоль $[558]_\gamma$, обусловленного рейкой, возникает НВС2, обеспечивающее старт роста субрейки. Если одновременно со стартом субрейки происходит и старт второго скачкообразного подрастания рейки, то при согласованном распространении волн НВС2 воспроизводится в области бегущего фронта УВП, приводя к формированию слоистой структуры (СС) из субреек, чередующихся с остаточным аустенитом. Подробно близкий по сути механизм формирования СС обсуждался в [21].

Сценарий II. Допустим, что габитус субрейки соответствует габитусу рейки, но в кристаллографическом базисе, связанном с двойникованным аустенитом. Тогда, используя матрицу перехода [51]

$$T = \frac{1}{3} \begin{bmatrix} \bar{2} & 2 & 1 \\ 2 & 1 & 2 \\ 1 & 2 & \bar{2} \end{bmatrix}, \quad (27)$$

легко убедиться, что $(5\bar{8}5)_\gamma$ перейдет в $(\bar{7}4\bar{7})_\gamma$ и наоборот $(\bar{7}4\bar{7})_\gamma$ перейдет в $(5\bar{8}5)_\gamma$. Это означает, что при локальном аустенитном базисе, связанном с двойниковой ориентацией, речь идет о габитусе того же типа, хотя идентификация габитуса в исходном базисе дает резко отличающийся габитус.

Сценарий III. Расчеты упругих полей (с использованием упругих модулей для систем Fe-Ni [52]) как отдельных дислокационных петель, так и их кристонных суперпозиций [43–46] (включая вариант на рис. 11), показали, что габитусам $(774)_\gamma$ не сопоставляются экстремумы главных деформаций растяжения и сжатия, что обычно имеет место для описания габитусов типа $(558)_\gamma$ пакетного мартен-

сита. ДЦЗ кристонного типа, которые должны возникать как при формировании рек, так и субрек, создают подобные условия для старта формирования близких по ориентациям габитусов кристаллов к основной (речной) компоненте композиции. Так что для подобных компонент эстафетное участие в формировании макропластины бейнитного феррита гарантируется. Тем не менее, в упругих полях кристонов, связанных с основной компонентой, имеются области угловой и пространственной локализации, где реализуется максимум относительного изменения удельного объема δ , которым может быть сопоставлен старт формирования субрек. Кроме того, имеются и области локализации, в которых габитусам $(774)_\gamma$ соответствуют менее искаженные плоскости по сравнению с габитусами основной компоненты.

Подчеркнем, однако, что наиболее интересным результатом анализа расчетов упругих полей ДЦЗ является, на наш взгляд, вывод о возможности волнового режима управления формированием двойников исходного аустенита. Так, например, на рис. 12 представлены результаты расчета [47] характеристик упругого поля базовой петли (самой большой из совокупности петель, подобных набору петель на рис. 11) для сдвига, сопровождающего возникновение рейки с габитусом $(558)_\gamma$. Угловая координата θ цилиндрической системы координат отсчитывается от плоскости прямоугольной петли. Радиальная координата R (в единицах параметра решетки) отсчитывается от центра стороны петли с направлением $[\bar{1}\bar{1}0]_\gamma$. Стороны петли имеют размеры (в единицах параметра решетки) $L_1 = 10^4$ вдоль $\Lambda_1 \parallel [\bar{1}\bar{1}0]_\gamma$ и $L_2 = 10^3$ вдоль $\Lambda_2 \parallel [558]_\gamma$, при векторе Бюргерса $\mathbf{b} \parallel [8\ 8\ \bar{1}0]_\gamma$. При анализе важны лишь угловые локализации экстремумов собственных чисел ε_i тензора упругих деформаций в области НВС и соответствующие ориентации собственных векторов. Поэтому абсолютные значения ε_i (порядка $b R^{-1}$) не приводятся. Графики изображены в удобном для восприятия масштабе.

Углам в окрестностях $\theta \approx \pm 109^\circ$, $\pm 86^\circ$ как раз и соответствуют ориентации $\xi_{1,2}$, при близости к которым волновых нормалей $\mathbf{n}_{1,2}$ из (18) следуют близость \mathbf{N}_w к ориентациям $[111]_\gamma$ либо $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]_\gamma$, а направлений сдвига к $[\bar{1}\bar{1}\bar{2}]_\gamma$ либо к $[112]_\gamma$, что типично для формирования самого распространенного варианта двойникового

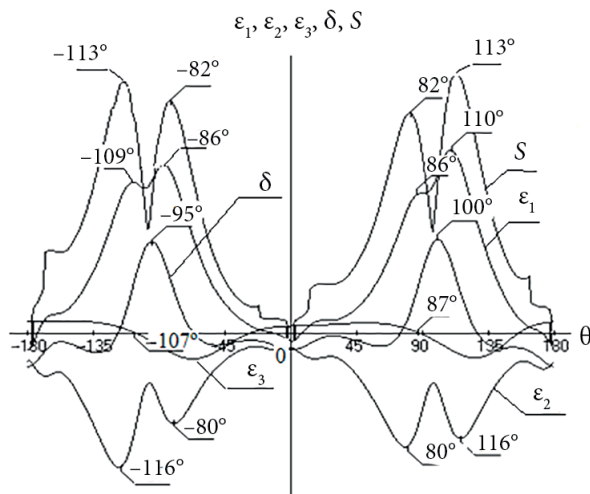


Рис. 12. Угловые зависимости собственных чисел ε_i ($i = 1, 2, 3$) тензора деформаций, относительного изменения объема δ и сдвига S упругого поля базовой петли кристона для сдвига $(558)_\gamma [8\ 8\ 10]_\gamma$ при $R = 4000$.

Упругие модули $C_L = 0,2508$, $C' = 0,0271$, $C_{44} = 0,1034$ (в ТПа) [46]

аустенита. Ясно, что указанный результат дает дополнительные аргументы в пользу сценария II формирования субрейки с учетом возможности волнового управления областей двойникованного аустенита.

6. ОЦЕНКИ ХАРАКТЕРНЫХ ВРЕМЕН И ЭФФЕКТИВНОЙ СКОРОСТИ РОСТА МАКРОПЛАСТИНЫ БЕЙНИТНОГО ФЕРРИТА

Наличие у бейнитного феррита однозначно связанных между собой морфологических признаков типично для кооперативного варианта превращения по мартенситному механизму. В связи с этим считается, что реализуется второй из указанных в конце вводного раздела сценариев: отдельные рейки и субрейки бейнитного феррита образуются бездиффузионно, а их быстрый рост адекватно описывается в рамках концепции управляющего волнового процесса (УВП). Формирование композиционной пластины бейнитного феррита носит эстафетный характер, а инкубационное время (пауза) между последовательными стартами роста субреек τ_p в общем случае не совпадает со временем τ_i начала бейнитной реакции после закалки до температуры $B_s = M_s(c_b) > M_s(c_a)$. В ходе инкубационного периода τ_i реализуется первый этап перераспределения углерода. В результате, как отмечалось выше, формирование реечных компонент бейнита происходит в областях аустенита, предварительно обедненных углеродом. Последующие этапы перераспределения углерода связаны как с созданием дополнительных обедненных по углероду областей аустенита, так и с диффузией углерода из пересыщенного феррита в остаточный аустенит с образованием карбидных выделений.

Если отдельные рейки в ходе последовательных кратковременных актов роста (со сверхзвуковой скоростью в течение времени τ_g), разделенных сравнительно длительными паузами τ_p , объединяются

в пластиноподобные области, то рост таких областей при визуальной фиксации воспринимается как сравнительно медленный и непрерывный с некоторой эффективной скоростью v_{ef} . Под скоростью v_{ef} имеется в виду скорость приращения наибольшего из размеров пластины (эффективная скорость утолщения пластины бейнитного феррита здесь не рассматривается).

Покажем [53], что длительность паузы между двумя последовательными актами образования реек, с одной стороны, во много превышает время роста отдельной рейки, а с другой стороны, во много меньше времени инкубационного периода:

$$\tau_g \ll \tau_p \ll \tau_i. \quad (28)$$

Оценим в рамках концепции УВП характерные времена, входящие в (28).

1. Примем соотношения размеров рейки 1 : 3 : 10 таким же, как и для реечного мартенсита [54], и учтем, что толщина рейки меньше, но близка к половине длины волны λ_Δ продольных волн вдоль оси симметрии четвертого порядка. Тогда $\tau_g \approx 3\lambda_\Delta/2v$, где $v \approx v_\Delta \sqrt{2}$, а v_Δ — соответствующая скорость продольных волн. Следовательно, $\tau_g \approx T_\Delta$, где T_Δ — период колебания с длиной волны λ_Δ . При $\lambda_\Delta \approx 1$ мкм и $v_\Delta \approx 5 \cdot 10^3$ м/с получаем $T_\Delta \approx 2 \cdot 10^{-10}$ с.

2. Минимально необходимый масштаб времени, задающий инкубационный период τ_i , обусловлен временем объемной диффузии (с коэффициентом диффузии $D(B_s)$) углерода при температуре $B_s = M_s(c_b)$ начала роста бейнитного феррита, требуемым для понижения концентрации углерода на масштабе порядка поперечного размера d возникающего НВС. Следовательно,

$$\tau_i \sim \frac{d^2}{4D(B_s)} \approx \frac{(\lambda_\Delta/2)^2}{4D(B_s)}. \quad (29)$$

При значении удельной энергии активации для углерода в стали $Q = 31,5$ ккал/моль = 133,56 кДж/моль, предэкспоненциальном множителе $D_0 = 5 \cdot 10^{-6}$ м²/с и $B_s = 700$ К из формулы (10) находим $D(B_s) \approx 5 \cdot 10^{-16}$ м²/с. Тогда из (29) получаем оценку $\tau_i \sim 10^2$ с, т.е. речь

идет о минутах. Заметим, что снижение B_s до 600 К при неизменных остальных параметрах увеличивает τ_i в 50 раз.

3. Поскольку температура сравнительно высока, акт скачкообразного роста рейки (как и субреек) должен сопровождаться значительными напряжениями и их интенсивной релаксацией в прилегающем аустените за счет образования дислокаций (как и внутри рейки). Именно эта свежееобразованная дислокационная структура способна резко увеличивать коэффициент диффузии углерода, что обезуглероживает ближнюю зону возникшей рейки, стимулируя формирование карбидов в аустените. Для старта роста рейки достаточно, как и при завершении инкубационного периода, освободить от углерода зону с поперечником $d \sim (\lambda_\Delta/2)$. Тогда время τ_p оценивается из (29) при замене $D(B_s)$ на $D_{ef}(B_s)$ — эффективный коэффициент диффузии углерода, учитывающий и диффузию вдоль дислокационных ядер. В пользу подобной трактовки свидетельствует факт резкого ускорения бейнитной реакции именно в ходе пластической деформации [3], когда вновь образующиеся дислокации, не успевшие насытиться углеродом, играют роль «трубок» с повышенным коэффициентом диффузии. Если считать, как это допускается при оценках (по литературным данным), что величина $D_{ef}(B_s)$ порядка коэффициента объемной диффузии при температуре 1000 °С, то можно полагать $D_{ef}(B_s) \sim 10^{-11}$ м²/с. При формальном использовании (10) это означает, что движение вдоль дислокационных ядер связано со сниженной (примерно в два раза) энергией активации, поэтому и двукратное снижение температуры не сказывается на величине D . Разумеется, при диффузии углерода вдоль ядер дислокаций коэффициент D_{ef} может зависеть от температуры слабее, чем в традиционной форме (10). В случае $D_{ef}(B_s) \sim 10^{-11}$ м²/с из (29) при $D(B_s) = D_{ef}(B_s)$ находим $\tau_p \sim 6 \cdot 10^{-3}$ с. Поскольку $\tau_p \gg \tau_g$, то величина эффективной скорости v_{ef} оценивается отношением ширины рейки к τ_p , т. е. $v_{ef} \sim 3d/\tau_p$. При $d \approx 0,5$ мкм имеем $v_{ef} \sim 4 \cdot 10^2$ мкм/с.

7. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Можно констатировать, что в рамках динамической теории формирования мартенситного кристалла впервые достигнуто удовлетворительное (в качественном и количественном отношениях) согласие оценок критических значений скоростей охлаждения для легированных сталей при реализации третьей ветви МП с экспериментальными значениями. Интересно, что установление соответствий с вариантами соотношений пространственных масштабов при появлении начального возбужденного состояния позволяет не только оценить доли, которые составляют поперечные размеры возбужденных состояний от размеров зерен, но и сделать вывод о характере распределения дефектов с дальнедействующим упругим полем.

Касаясь перспектив исследования, связанных с поведением концентрационных зависимостей ветвей M_{sp} , отметим, что вторую ветвь мартенситного превращения в качественном отношении можно связывать с выполнением условия $0 < \sigma_0 < \sigma_{th1}$, обеспечивающего режим усиления волн, увеличивающий время жизни колебаний, связанных с начальным возбужденным состоянием. Полезно иметь в виду, что старт второй ветви в чистом железе при температуре $M_{s2} = 720^\circ\text{C}$ происходит в ферромагнитно упорядоченном аустените ($t_c = 768^\circ\text{C}$), поэтому основную роль могут играть спин-поляризованные состояния электронов под уровнем Ферми, приводя к суммированию вкладов в σ_0 , связанных с градиентами температуры и химического потенциала в межфазной области на стадии роста. Разумеется, переход к количественным оценкам целесообразно осу-

шествовать после прояснения физической природы реализации этой ветви и ее аномально высокой скорости изменения при изменении концентрации легирующих элементов. Уместно отметить, что даже при добавлении кобальта, приводящего к нарастанию температуры M_s первой, третьей и четвертой ветвей зависимостей $M_{si}(C)$, в случае второй ветви имеет место снижение M_s , как это отражено на рис. 13.

Обсудим теперь данные для бейнитного феррита. Основной тип габитусов реек макропластины бейнитного феррита по литературным данным близок к $\{h h \ell\}_\gamma$ при $h < \ell$. Так, например, автор [39] оперирует габитусами $\{558\}_\gamma$, измеренные в [55] габитусы для нижнего бейнита близки $\{335\}_\gamma$, а для верхнего бейнита [56] — к $\{223\}_\gamma$. Общая черта указанных результатов: отношение индексов ℓ/h превышает значение $7/5 = 1,4$, типичное для габитуса пакетного мартенсита. Это связано, во-первых, с различием составов сплавов, приводящим к различию упругих модулей и отношений λ скоростей управляющих волн в (18), а во-вторых, с изменением ориентаций векторов $\xi_{1,2}$ (а значит, и $n_{1,2}$ в (18)) в области локализации НВС.

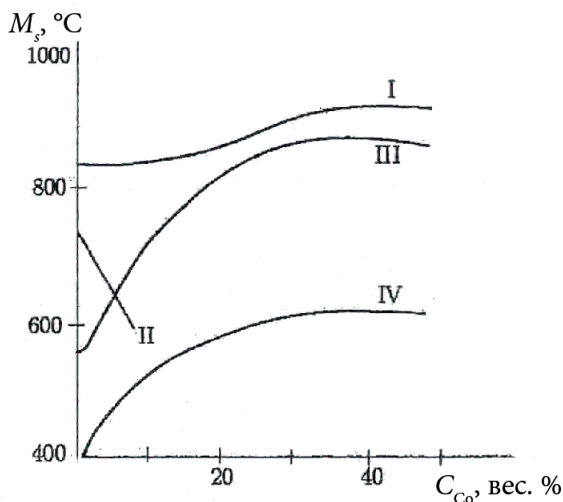


Рис. 13. Зависимость температур M_{si} в сплавах железо-никель от содержания кобальта [30]

Последнее обстоятельство может быть обусловлено перераспределением атомов углерода в упругих полях дефектов, приводящим к модификации упругого поля дислокационного центра зарождения (ДЦЗ) и, соответственно, к смещению области пространственной локализации НВС. Проведенные расчеты [44, 45] как для отдельных петель, так и для кристонных комбинаций показали, что учет макросдвига, сопровождающего образование каждой рейки, создает ДЦЗ для возникновения кристаллов основной речной компоненты бейнитной макропластины со спектром габитусов вида $(h\ h\ \pm\ell)_\gamma$ при $h < \ell$. Достаточно типичны ожидаемые отношения индексов h/ℓ : 8/13, 5/8, 2/3, 9/14, 9/13, 7/10, 11/15, 3/4. Ясно, что на стереопроекции такому набору соответствует достаточно компактная область и при экспериментальной обработке такую совокупность обычно характеризуют центральной точкой наблюдаемого распределения. Следовательно, вполне реалистичны условия эстафетного инициирования процесса самоорганизации ансамбля реек с габитусами из указанного набора $(h\ h\ \pm\ell)_\gamma$ при $h < \ell$.

При использовании методики отбора потенциальных ДЦЗ по экстремумам упругого поля ДЦЗ случаю $h > \ell$ при определенных значениях радиальной компоненты R отвечает экстремум относительного изменения объема [44]. Возможен и вариант трактовки, связанный с условием близости габитуса к слабоискаженной плоскости [46]. Ожидаемые отношения индексов h/ℓ для кристонных моделей носителей сдвига в приведенных расчетных данных могут значительно изменяться: 13/8, 15/11, 3/2, 5/3, 14/3, 1/0. Подчеркнем, однако, что переход от кристонных ДЦЗ, способных инициировать сдвиг по плоскостям $(h\ h\ \pm\ell)_\gamma$ при $h < \ell$, к ДЦЗ, способным инициировать сдвиг по плоскостям $(h\ h\ \pm\ell)_\gamma$ при $h > \ell$, сохраняет условия для возникновения кристаллов основной речной компоненты бейнитной макропластины.

Анализ, проведенный в подразделе 6.2, показал, что возникновение субреек с габитусами $(h\ h\ \pm\ell)_\gamma$ при $h > \ell$ может идти, как минимум, еще двумя путями. Во-первых, имеются основания для трактовки габитусов $\{477\}_\gamma$ как аналогов $\{855\}_\gamma$, но в кристаллографическом базисе двойникового аустенита. Во-вторых, появление габитусов $\{477\}_\gamma$ можно связать с модификацией упругого поля ДЦЗ

за счет упругого поля сжатия, создаваемого в аустените субрейками с габитусами $\{855\}_\gamma$. Эти трактовки легко согласовать и с величинами наблюдаемого макросдвига [42]. Отсюда следует, что строение макропластины бейнитного феррита скорее всего отражает мультивариантный динамический процесс ее эстафетного роста.

Как отмечалось во введении, до сих пор сохраняется противостояние гипотез о превалировании диффузионного либо бездиффузионного механизма формирования бейнитного феррита. Приведенный здесь и в [42–46] анализ дает аргументы в пользу бездиффузионного механизма формирования реек и субреек в составе макропластины нижнего бейнитного феррита. Подобный взгляд близок к [57]. Разумеется, этот вывод не накладывает категорического запрета для варианта непрерывного роста бейнита, синхронизированного с процессом диффузии (особенно для верхнего бейнита).

Подобный сценарий может быть реализован, например, при перемещении дислокаций превращения (в качественном плане различные случаи подобного движения обсуждаются в [32]). Вполне возможно, что оба варианта могут реализоваться в подходящих условиях. Например, в [58] на основе анализа металлографической информации, авторы отдают предпочтение варианту роста, контролируемого диффузией. Отметим, однако, что для однозначных выводов без прямых наблюдений роста бейнитного феррита с высокой временной и пространственной разрешающей способностью аргументов пока недостаточно. Не исключено даже, что реализация обоих вариантов роста возможна в ходе двухэтапного формирования кристалла бейнитного феррита. Так, согласно данным [58], центральная часть кристалла может быть свободной от цементитных включений, тогда как обрамляющий периферический объем такие включения содержит. Это может указывать на различие в скоростях реализации этих этапов, что напоминает двухстадийный характер формирования линзовидных кристаллов мартенсита (см., напр. [2, 5, 14, 17]). Следовательно, хотя бы первая стадия формирования реечного бейнита представляет собой быстрый (сверхзвуковой), но кратковременный скачкообразный процесс. Причем при длительных (сравнительно со временем скачка) паузах идет формирование карбидов.

Проведенные оценки времен инкубации и эффективной скорости роста макропластины бейнитного феррита, по-видимому, правильно отражают порядки величин. Так, например, указанное в [39] значение скорости роста бейнита ≈ 78 мкм/с можно легко получить, полагая вместо принимавшегося выше $d \approx 0,5$ мкм значение $d_1 \approx 0,221$ мкм, что не противоречит наблюдающимся типичным толщинам субреек.

Хотелось бы обратить внимание читателей на постановку простых экспериментов для проверки предложенной картины бейнитного превращения и получения дополнительной информации. Действительно, используя киносъемку с частотой кадров не ниже 10^3 с^{-1} , можно измерить значения τ_p , после чего, измеряя толщину рейки d (с помощью оптической металлографии), легко находим v_{ef} . Измерение же v_{ef} позволяет осуществить сопоставление с расчетом. С другой стороны, измерение величин v_{ef} , d и τ_p позволяет установить значения $D_{ef}(B_s)$ для любого состава стали (при конкретной температуре B_s). Заметим, что определение коэффициента трубочной диффузии в данном случае оказывается довольно естественным, поскольку рождающиеся «свежие» дислокации имеют еще не насыщенные углеродом ядра. Следовательно, на основе явления бейнитного превращения можно предложить независимый метод измерения коэффициента трубочной диффузии.

Аналогично данные о длительности τ_i можно использовать при анализе значений коэффициента объемной диффузии $D(B_s)$, зависящего в основном от температуры и состава сплава (влияющего на энергию активации диффузии). Разумеется, при более реалистичном описании требуется учет влияния на диффузию упругих полей дефектов. То обстоятельство, что к удовлетворительному согласию с экспериментом приводит использование единственного масштаба d , свидетельствует о направленном характере диффузии в поле прямолинейного сегмента дислокационной линии (либо линии пересечения дислокационных петель, скользящих в пересекающихся плоскостях). Именно в упругом поле таких сегментов и возникает НВС в форме вытянутого прямоугольного параллелепипеда.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подводя итоги, подчеркнем, что данное пособие можно считать естественным приложением динамической теории реконструктивных мартенситных превращений, дополняющим обзор [14]. Центральную роль (как и в [14]) играет представление о начальном возбужденном состоянии и величине d поперечного размера НВС, задающего характерный для расчета времени диффузии пространственный масштаб. Уместно отметить, что знание d позволило впервые провести согласующиеся с экспериментом оценки критических скоростей охлаждения. Интересно, что физическая постановка задачи для оценки критических скоростей охлаждения связана с подавлением диффузии на масштабе d , тогда как при оценке эффективной скорости роста пластины бейнитного феррита используется обратное требование — реализация диффузии на масштабе d .

Наблюдаемая (как минимум, бимодальная) композиция реек и субреек в составе макропластины бейнитного феррита согласуется с динамической теорией формирования мартенситных кристаллов. Однако вопрос об однозначном выборе механизма образования субреек из рассмотренных сценариев остается открытым. Не исключено, что каждый из сценариев дает свой вклад в результирующую картину. Привлекателен в физическом отношении сценарий формирования субреек бейнитного феррита в областях двойникового аустенита, образующихся в волновом режиме. Кроме того, результаты последних расчетов по идентификации дислокационных центров зарождения в случае мартенситного превращения в титане [59]

указывают на перспективность рассмотрения в качестве возможных ДЦЗ винтовых сегментов дислокационных петель.

Проведенное рассмотрение открывает дополнительные широкие перспективы дальнейших экспериментальных и теоретических исследований. Здесь мы ограничимся упоминанием только одного аспекта, связанного с составом сплавов. Заметим, что приведенные результаты относятся к прямым (при охлаждении) превращениям в сталях, где на фоне диффузионной активности углерода нет смысла обсуждать диффузию массивных легирующих компонент, замещающих в узлах решетки часть атомов железа. Однако снижение температуры до 100 °С приводит к практическому подавлению и диффузии углерода. Так, при температурах M_s на уровне комнатной и ниже можно полагать температуру $B_s \approx 400$ К. Тогда, используя (11) (что допустимо при качественной оценке), находим коэффициент диффузии углерода $D(B_s) \approx 5,6 \cdot 10^{-23}$ м²/с. Выбирая затем в качестве приемлемого масштаба поперечного размера НВС значение $d \approx 10^{-7}$ м, для τ_i имеем $\sim 1,8 \cdot 10^8$ с, т. е. около шести лет. Для безуглеродистых же сплавов переходных металлов в этой области температур характерный масштаб τ_i возрастает на пять-шесть порядков. В связи с этим ясно, что наблюдение превращений бейнитного типа в безуглеродистых сплавах в условиях земных лабораторий уместно вести лишь для обратных (при нагревании) превращений. Например, для железо-никелевых сплавов (30–32 % Ni) в условиях сравнительно медленного нагрева интересно измерить величину τ_i и зафиксировать старт быстрого роста кристаллов из областей с поперечным размером d , обедненных никелем.

Несомненный интерес представляет теоретическое описание вырожденной двойниковой структуры [60–62], свидетельствующее в пользу активности коротковолновых смещений в широком температурном диапазоне и позволяющее, в частности, оценить плотность дислокаций, возникающих в мартенситных кристаллах.

Подчеркнем, наконец, что в отличие от учебных пособий [63–65], имеющих в основном вводный характер, данное пособие демонстрирует эффективность динамического подхода в интерпретации достаточно сложных наблюдаемых закономерностей.

ВОПРОСЫ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЯ

1. Укажите отличительные черты мартенситного превращения.
2. Какова скорость роста кристалла мартенсита при γ - α мартенситном превращении?
3. Соответствует ли мартенсит абсолютному минимуму свободной энергии?
4. Назовите условия реализации бейнитного превращения.
5. Что называют инкубационным периодом применительно к бейнитному превращению?
6. Какой процесс определяет длительность инкубационного периода?
7. В чем главное отличие представлений динамической теории мартенситных превращений от традиционных взглядов на механизм фазового перехода первого рода?
8. Что понимается под начальным возбужденным состоянием в динамической теории мартенситных превращений?
9. Какую роль играют дислокации на начальном этапе мартенситного превращения?
10. Что подразумевается под термином «управляющий волновой процесс»?
11. Какие волны должны входить в состав управляющего волнового процесса при описании роста двойникованных пластинчатых кристаллов?
12. Можно ли интерпретировать рост кристалла бейнитного феррита как бездиффузионный процесс?
13. Что понимают под критической скоростью охлаждения аустенита?

14. Сколько ступеней мартенситных превращений фиксируют в чистом железе при увеличении скорости охлаждения?

15. Каковы концентрационные зависимости ступеней мартенситных превращений?

16. Зависит ли температура начала мартенситного превращения от размера зерна?

17. Какова размерность коэффициента диффузии?

18. Какова зависимость коэффициента диффузии от температуры?

19. Что называется энергией активации для процесса диффузии?

20. Как соотносятся коэффициенты диффузии элементов внедрения и замещения?

21. Какие пространственные масштабы характерны для начальных возбужденных состояний?

22. На чем основано утверждение, что начальное возбужденное состояние может иметь форму вытянутого прямоугольного параллелепипеда?

23. Как связан поперечный размер начального возбужденного состояния с диаметром зерна?

24. Приведите один из вариантов бимодального строения макропластины бейнитного феррита.

25. Каковы возможные сценарии формирования кристаллов бейнитного феррита с нетипичными для кристаллов мартенсита ориентациями габитусных плоскостей?

26. Как оценить эффективную скорость роста макропластины бейнитного феррита?

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. Блантер М. Е. Фазовые превращения при термической обработке стали. — М. : Металлургиздат, 1962. — 270 с.
2. Курдюмов Г. В., Утевский Л. М., Энтин Р. И. Превращения в железе и стали. — М. : Наука, 1977. — 240 с.
3. Гуляев А. П. Металловедение. — М. : Металлургия, 1986. — 544 с.
4. Берништейн М. Л., Займовский В. А., Капуткина Л. М. Термомеханическая обработка стали. — М. : Металлургия, 1983. — 480 с.
5. Счастливец В. М., Калетина Ю. В., Фокина Е. А. Мартенситное превращение в магнитном поле. — Екатеринбург : УрО РАН, 2007. — 319 с.
6. Bain E. C. The Nature of Martensite // Trans. AIME. — 1924. — Vol. 70. — P. 25–35.
7. Wechsler M. S., Lieberman D. S., and Read T. A. On the theory of the formation of martensite // Trans. AIME. — 1953. — Vol. 197. — P. 1503–15.
8. Bowles J. S., Mackenzie J. K. The crystallography of martensite transformations I // Acta Metallurgica. — 1954. — Vol. 2, Nr 1. — P. 129–137.
9. Bowles J. S., Mackenzie J. K. The crystallography of martensite transformations II // Acta Metallurgica. — 1954. — Vol. 2, Nr 1. — P. 138–147.
10. Bowles J. S., Mackenzie J. K. // Acta Metall. — 1954. — Vol. 2. — P. 224.
11. Ройтбурд А. Л. Теория формирования гетерофазной структуры при фазовых превращениях в твердом состоянии // УФН. — 1974. — Т. 113, № 1. — С. 69–104.
12. Билби Б. А., Христиан И. В. Мартенситные превращения // УФН. — 1960. — Т. 70, № 3. — С. 515–564.

13. Лободюк В. А., Эстрин Э. И. Изотермическое мартенситное превращение // УФН. — 2005. — Т. 175, № 7. — С. 745–765.

14. Кащенко М. П., Чащина В. Г. Динамическая модель сверхзвукового роста мартенситных кристаллов // УФН. — 2011. — Т. 181, № 4. — С. 345–364.

15. Кащенко М. П., Чащина В. Г. Формирование мартенситных кристаллов в предельном случае сверхзвуковой скорости роста // Письма о материалах. — 2011. — Т. 1. — С. 7–14.

16. Kashchenko M. P., Chashchina V. G. Fundamental achievements of the dynamic theory of reconstructive martensitic transformations // Materials Science Forum. — 2013. — Т. 738–739. — P. 3–9.

17. Кащенко М. П. Волновая модель роста мартенсита при γ - α превращении в сплавах на основе железа. — Изд. 2-е., испр. и доп. — М. ; Ижевск : НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика» : Ижев. ин-т компьютер. исслед., 2010. — 280 с.

18. Кащенко М. П., Чащина В. Г. Проблема критического размера зерна при $\gamma \rightarrow \alpha$ мартенситном превращении. Термодинамический анализ с учетом пространственных масштабов, характерных для стадии зарождения мартенсита // Физическая мезомеханика. — 2010. — Т. 13, № 1. — С. 29–35.

19. Кащенко М. П., Чащина В. Г. Зависимость температуры начала $\gamma \rightarrow \alpha$ мартенситного превращения от размера зерна // Физическая мезомеханика. — 2010. — Т. 13, № 1. — С. 37–45.

20. Кащенко М. П., Чащина В. Г. Динамическая модель γ - α мартенситного превращения в сплавах железа и решение проблемы критического размера зерна. — М. ; Ижевск : НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика» : Ижев. ин-т компьютер. исслед., 2010. — 133 с.

21. Кащенко М. П., Чащина В. Г. Динамическая модель формирования двойникованных мартенситных кристаллов при γ - α превращении в сплавах железа. — Екатеринбург : Урал. гос. лесотехн. ун-т, 2009. — 98 с.

22. Кащенко М. П., Чащина В. Г. Механизм ГЦК — ОЦК мартенситного превращения с наиболее быстрой перестройкой плотноупакованных плоскостей. Ч. 1. Соотношение параметров решеток и габитусные плоскости // Известия вузов. Физика. — 2008. — Т. 51, № 7. — С. 3–7.

23. Кащенко М. П., Чащина В. Г. Механизм ГЦК — ОЦК мартенситного превращения с наиболее быстрой перестройкой плотноупакованных плоскостей. Ч. 2. Ориентационные соотношения // Известия вузов. Физика. — 2008. — Т. 51, № 11. — С. 42–47.

24. *Кащенко М. П., Чащина В. Г.* Кристаллодинамика ОЦК — ГПУ мартенситного превращения. Ч. 1. Управляющий волновой процесс // ФММ. — 2008. — Т. 105, № 6. — С. 571–577.

25. *Кащенко М. П., Чащина В. Г.* Кристаллодинамика ОЦК — ГПУ мартенситного превращения. Ч. 2. Морфология мартенсита // ФММ. — 2008. — Т. 106, № 1. — С. 16–25.

26. *Kashchenko M., Chashchina V.* Possible Wave Process Controlling the Growth of Martensite Crystals at $B2 \rightarrow B19$, $B2 \rightarrow B19'$ and $B2 \rightarrow R$ Transformation // Materials Science Foundations. — 2015. — Vol. 81–82. — P. 3–19.

27. *Cohen M.* The martensite transformation. Phase transformations in solids / Symposium held at Cornell university. — 1948. — P. 558–660.

28. *Мирзаев Д. А., Морозов О. П., Штейнберг М. М.* О связи превращений в железе и его сплавах // ФММ. — 1973. — Т. 36, № 3. — С. 560–568.

29. *Штейнберг М. М., Мирзаев Д. А., Пономарева Т. Н.* Гамма-альфа превращение при охлаждении сплавов железо-марганец // ФММ. — 1977. — Т. 43, № 1. — С. 166–172.

30. *Мирзаев Д. А., Штейнберг М. М., Пономарева Т. Н. и др.* Фазовые превращения в бинарных сплавах железа с медью, кобальтом, рутением и платиной // ФММ. — 1981. — Т. 51, № 2. — С. 364–375.

31. *Мирзаев Д. А., Штейнберг М. М., Пономарева Т. И., Счастливец В. М.* Влияние скорости охлаждения на положение мартенситных точек // ФММ. — 1979. — Т. 47, № 1. — С. 125–135.

32. *Мирзаев Д. А., Штейнберг М. М., Пономарева Т. Н., Счастливец В. М.* Влияние скорости охлаждения на положение мартенситной точки. Ч. 2. Легированные стали // ФММ. — 1979. — Т. 47, № 5. — С. 985–992.

33. *Кащенко М. П., Чащина В. Г.* Аккомодационное мартенситное превращение в нанокристаллическом состоянии // Фундаментальные проблемы современного материаловедения. — 2008. — Т. 5, № 2. — С. 40–45.

34. *Изотов В. И., Хандаров П. А.* Классификация мартенситных структур в сплавах железа // ФММ. — 1972. — Т. 34, № 2. — С. 332–338.

35. Таблицы физических величин : справочник / под ред. акад. И. К. Киикоина. — М. : Атомиздат, 1976. — 1006 с.

36. *Thibaux P., Metenier A., Xhoffer C.* Carbon diffusion measurement in austenite in the temperature range 500 °C to 900 °C // Metallurgical and Materials Transactions A: Physical Metallurgy and Materials Science. — 2007. — Vol. 38, Nr 6. — P. 1169–1176.

37. Кащенко М. П., Чащина В. Г. Критические скорости охлаждения легированных сталей для зарождения пластинчатого α -мартенсита в динамической теории // ФММ. — 2012. — Т. 113, № 9. — С. 941–950.

38. Мирзаев Д. А., Счастливцев В. М., Яковлева И. Л., Окишев К. Ю. Новая концепция бейнитного превращения как развитие идей В. Д. Садовского // Развитие идей академика В. Д. Садовского : сб. тр. — Екатеринбург : УрО РАН, 2008. — С. 99–122.

39. Bhadeshia H. K. D. Bainite in steels: transformation, microstructure and properties // Bainite in steels. 2nd ed. — London : University Press. Cambridge, 2001. — P. 1–454.

40. Счастливцев В. М., Родионов Д. А. Стальные монокристаллы. — Екатеринбург : УрО РАН, 1996. — 273 с.

41. Sandvik B. P. J. The Bainite reaction in Fe-Si-C Alloys: The primary stage // Metallurgical Transactions A. — 1982. — Vol. 13. — P. 777–787.

42. Кащенко М. П., Джемилев К. Н., Чащина В. Г. Возможные сценарии формирования бимодального состава субреек в макропластине бейнитного феррита в динамической теории // Фундаментальные проблемы современного материаловедения. — 2012. — Т. 9, № 4. — С. 452–458.

43. Кащенко М. П., Джемилев К. Н., Латыпов И. Ф., Чащина В. Г. Формирование дополнительной реечной компоненты бейнитного феррита // Вестн. Тамбов. ун-та. Сер. Естественные и технические науки. — 2013. — Т. 18, № 4–2. — С. 1605–1606.

44. Кащенко М. П., Джемилев К. Н., Чащина В. Г. Упругие поля кристотов при формировании реечной структуры бейнитного феррита // Наука и образование. МГТУ им. Н. Э. Баумана [Электрон. журн.]. — 2013. — № 1. (дата обращения: 18.02.2020). DOI: 10.7463/0113.0529309.

45. Кащенко М. П., Чащина В. Г. Оценка эффективной скорости роста пластины бейнитного феррита в динамической теории // ФММ. — 2013. — Т. 114, № 3. — С. 290–296.

46. Кащенко М. П., Чащина В. Г. Динамическая интерпретация особенностей ориентационных соотношений α - ε - γ мартенситном превращении путем трансформации плоскостей $\{112\}_{\alpha}$ // ФММ. — 2015 — Т. 116, № 10 — С. 1019–1030.

47. Кащенко М. П. и др. Модель формирования пакетного мартенсита // ФММ. — 1997. — Т. 83, № 3. — С. 43–52.

48. Кащенко М. П., Нефедов А. В., Верещагин В. П., Летучев В. В. Зарождение кристаллов α -мартенсита с габитусами (hhl) в упругих полях дислокационных петель // ФММ. — 1998. — Т. 85, № 4. — С. 25–39.

49. Sandvik B. P. J., Wayman C. M. Electron Microscopy Studies of Lath Martensite // J. Phys. (France). — 1982. — Vol. 43. — P. 557–562.

50. Федоров Ф. И. Теория упругих волн в кристаллах. — М. : Наука, 1965. — 388 с.

51. Inamura T., Takashima K., Higo Y. Crystallography of Nanometre-Sized α' -Martensite Formed at Intersections of Mechanical γ -Twins in an Austenitic Stainless Steel // Philosophical magazine. — 2003. — Vol. 83, Nr 8. — P. 935–954.

52. Haush G., Warlimont H. Single crystalline elastic constants of ferromagnetic centered cubic Fe-Ni invar alloys // Acta Met. — 1973. — Vol. 21, Nr 4. — P. 400–414.

53. Кащенко М. П., Чащина В. Г. Оценка эффективной скорости роста пластины бейнитного феррита в динамической теории // ФММ. — 2013. — Т. 114, № 3. — С. 290–296.

54. Штремель М. А. Прочность сплавов. Ч. 2. Деформация. — М. : МИСиС, 1997. — 527 с.

55. Luo C. P., Liu J. Crystallography of lath martensite and lower bainite in alloy steels // Material Science and Engineering A. — 2006. — Vol. 438–440. — P. 149–152.

56. Davenport A. T. The Crystallography of Upper Bainite // Republic Steel Res. Rep. on Project. — 1974. — Vol. 2051. — P. 1–35.

57. Oblac J. M., Hehemann R. F. Transformation and Hardenability in Steels // Climax Moly., Ann Arbor. (USA). — 1967. — P. 15–30.

58. Borgenstam A., Hiller M., Agren J. Metallographic evidence of carbon diffusion in the growth of bainite // Acta Materialia. — 2009. — Vol. 57. — P. 3242–3252.

59. Кащенко М. П., Кащенко Н. М., Чащина В. Г. Винтовые дислокации как центры зарождения двойникованных кристаллов ϵ -мартенсита с габитусами {443} в титане // Известия вузов. Физика. — 2018. — Т. 61, № 8. — С. 98–101.

60. Kashchenko M. P., Kashchenko N. M., Chashchina V. G. The formation of martensite crystals with a degenerate structure of transformation twins // Letters on materials. — 2018. — Vol. 8, Nr 4. — P. 424–429.

61. *Кащенко М. П., Кащенко Н. М., Чащина В. Г.* Вырожденная структура двойников превращения и оценка плотности дислокаций мартенситных кристаллов // ФТТ. — 2019. — Т. 61, № 12. — С. 2274–2279.

62. *Кащенко М. П., Кащенко Н. М., Чащина В. Г.* Вырожденная структура двойников превращения и монокристалличность части тонкопластинчатого мартенсита, инициированного сильным магнитным полем // Изв. РАН. МТТ. 2020. — № 1. — С. 9–20.

63. *Чащина В. Г., Кащенко М. П.* Экспериментальные основания динамической теории мартенситных превращений : учеб. пособие. — Екатеринбург : Изд-во Урал. ун-та, 2020. — 46 с. [Электронный ресурс]. — URL: <http://hdl.handle.net/10995/79973> (дата обращения: 19.02.2020).

64. *Чащина В. Г.* Введение в динамическую теорию мартенситных превращений : учеб. пособие. — Екатеринбург : Изд-во Урал. ун-та, 2020. — 70 с. [Электронный ресурс]. — URL: <http://hdl.handle.net/10995/79974> (дата обращения: 19.02.2020).

65. *Чащина В. Г., Семеновых А. Г., Кащенко М. П.* Введение в кристонную модель формирования полос сдвига и мартенсита деформации в ГЦК кристаллах : учеб. пособие. — Екатеринбург : Изд-во Урал. ун-та, 2020. — 58 с. [Электронный ресурс]. — URL: <http://hdl.handle.net/10995/79975> (дата обращения: 19.02.2020).

Учебное издание

Чащина Вера Геннадиевна

КРИТИЧЕСКИЕ РЕЖИМЫ ДЛЯ СТАРТА
ВОЛНОВОГО РОСТА КРИСТАЛЛОВ
НОВОЙ ФАЗЫ В МЕТАСТАБИЛЬНО
УСТОЙЧИВЫХ СПЛАВАХ

Учебное пособие

Редактор *В. И. Попова*
Корректор *В. И. Попова*
Оригинал-макет *В. К. Матвеев*

*Электронное сетевое издание
размещено в архиве УрФУ
<http://elar.urfu.ru>*

Подписано 20.02.2020. Формат 60 × 84 ¹/₁₆.
Уч.-изд. л. 3,4. Объем данных 1,8 Мб.
Гарнитура Minion Pro.

Издательство Уральского университета
620000, Екатеринбург-83, ул. Тургенева, 4.
Тел.: +7 (343) 358-93-06, 350-90-13, 358-93-22, 350-58-20
Факс +7 (343) 358-93-06
E-mail: press-urfu@mail.ru
<http://print.urfu.ru>

